SERIE A, N° 3974
N° D'ORDRE 4825

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

JACQUELINE SIAUD

1ère THESE - ETUDE A LA CHAMBRE DE WILSON DES MODES DE DESINTEGRATIONS DU MÉSON LOURD K^o_2.

2ème THESE - PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE.

Soutenues le 23 Octobre 1962 devant la Commission d'Examen.

MM. BERTHELOT — Président

JEAN
D'ESPAGNAT
LEPRINCE-RINGUET — Examinateurs

SERIE A, N° 3974
N° D'ORDRE 4825

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

JACQUELINE SIAUD

1ère THESE - ETUDE A LA CHAMBRE DE WILSON DES MODES DE DESINTEGRATIONS DU MÉSON LOURD K°_2.

2ème THESE - PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE.

Soutenues le 23 Octobre 1962 devant la Commission d'Examen.

MM. BERTHELOT	Président
JEAN	Examinateurs
D'ESPAGNAT	
LEPRINCE-RINGUET	

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41523703_0063

INTRODUCTION

Le présent travail est une étude de la désintégration des mésons lourds neutres à longue vie moyenne, poursuivie avec une chambre de Wilson auprès du synchrotron à protons Saturne du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay.

L'expérience fut décidée en 1957, au moment où l'accélérateur Saturne, sur le point d'être achevé, allait fournir aux expérimentateurs un faisceau de protons de 3 Gev.

L'instrument que nous avons utilisé est la chambre de Wilson de grande taille que le laboratoire de l'Ecole Polytechnique avait construite pour son installation du Pic du Midi de Bigorre. En effet, il avait été envisagé de substituer à la chambre inférieure de l'installation du Pic, une chambre de plus grandes dimensions afin d'augmenter l'angle solide offert aux secondaires des gerbes énergiques. Pesant l'intérêt relatif d'une amélioration de l'installation d'étude des rayons cosmiques dont disposait le laboratoire, et la reconversion de ses instruments pour l'étude des particules de hautes énergies auprès des grands accélérateurs, le laboratoire opta pour la deuxième solution.

Nous donnerons au chapitre I les caractéristiques de la chambre telle qu'elle fut adaptée pour l'expérience faisant l'objet du présent travail. Les modifications apportées ont été essentiellement l'augmentation de la course du piston, la réduction du temps de détente et le remplacement d'une pièce latérale par une paroi mince. De plus, de chambre à plaques sans champ, elle fut transformée en chambre à champ magnétique par l'adjonction d'une double bobine de Helmholtz, la dotant d'un champ de 8.500 Gauss.

Au moment où fut entreprise notre expérience, les modes de désintégrations des mésons K chargés étaient bien déterminés ainsi que leur vie moyenne; les mésons K neutres étaient moins bien connus; seules étaient observées en grand nombre les désintégrations en 2 π de la composante K^0_1, ce qui permit de préciser la valeur Q de la désintégration (Réf. 0,1). Les résultats expérimentaux relatifs aux K^0_2 étaient

encore peu nombreux. Ils étaient presque entièrement dus à l'expérience réalisée par Lederman à Brookhaven auprès du Cosmotron de 3 Gev (Réf. 0,2) ; les résultats confirmaient les modes de désintégration leptoniques $\pi \mu \nu$ et $\pi e, \nu$ et les modes de désintégration en 3 π. Avant Ledermann, deux désintégrations de K_2^o seulement avaient été entièrement identifiées : un $\pi e \nu$ par le laboratoire de l'Ecole Polytechnique (Réf. 0,3) et un τ^o par celui de la Jungfrau (Réf. 0,4).

Le problème restait donc ouvert de déterminer les rapports de branchement des différents modes de désintégration du K_2^o Le présent travail apporte une contribution à cette étude.

L'hypothèse que le méson lourd K^o, créé dans les interactions fortes, peut être considéré comme une superposition de K_1^o et K_2^o est due à Gell-Mann et Pais.

Elle est essentiellement fondée sur la certitude, acquise à cette époque, que le spin isotopique du K est 1/2 et non pas 1.

Cette certitude provient principalement de la disproportion des productions K^+ et K^- aux énergies du cosmique (à 6,2 Gev, avec une cible de cuivre et à un angle d'observation de 90°, le rapport K^+/K^- est environ 100) et du fait que jamais ne fut observée une réaction du type $N+N \rightarrow \Lambda^o + \Lambda^o$.

En effet :

1 - Si on admet la représentation du méson K par deux doublets de spin isotopique, (K^+, K^o) et (K^-, $\bar{K}^o$), d'étrangetés opposées, si de plus on admet la conservation de l'étrangeté dans les interactions fortes, les réactions susceptibles de créer un méson K^+ et un méson K^-,avec leurs seuils d'énergie sont respectivement :

a) $N + N \rightarrow \Lambda^o + K^+ + N$ (1,10 Gev)

b) $N + N \rightarrow K^+ + K^- + N + N$ (1,84 Gev)

Le seuil d'énergie plus élevé de la réaction b), ainsi que son volume d'espace des phases plus petit, expliquent alors la disproportion K^+/K^-.

2 - Partant de la réaction $N + N \rightarrow \Lambda^o + K^o + N$ et de celles qui s'en déduisent : $N + N + \bar{K}^o \rightarrow \Lambda^o + N$ et $N + \bar{K}^o \rightarrow \Lambda^o$, nous ne pouvons former la réaction $N + N \rightarrow \Lambda^o + \Lambda^o$ qu'en admettant l'identité du K^o et de son antiparticule $\bar{K}^o$, ce qu'interdit la représentation du méson K par deux doublets de spin isotopique d'étrangetés opposées.

Dès lors, le comportement du méson K vis-à-vis des interactions fortes, est bien déterminé par l'étrangeté de chaque doublet de charge. Par contre le K^o et le $\bar{K}^o$ n'ont pas de propriétés simples de désintégration.

En effet, les interactions faibles responsables des désintégrations des K^o et $\overline{K}^o$, sont aussi responsables des transitions $K^o \rightleftarrows \overline{K}^o$, ceci devenant possible dès qu'on admet que le K^o et le $\overline{K}^o$ se désintègrent selon les mêmes états ($\pi^+ \pi^-$ par exemple).

Ceci a pour conséquence que la variation dans le temps de l'amplitude de l'état $\overline{K}^o$ par exemple, dépend aussi de l'importance des transitions $K^o \leftrightarrows \overline{K}^o$ et, de ce fait, n'est pas une exponentielle pure. Comment, dans ces conditions, définir une vie moyenne ? Comment donc, concevoir une "particule" K^o ou $\overline{K}^o$, du moins tant que sont envisagées leurs désintégrations ?

Considérons le K^o et le $\overline{K}^o$ comme deux états propres d'une valeur propre de l'énergie, dégénérée d'ordre 2. Cherchons alors à former deux combinaisons linéaires indépendantes : a K^o + b $\overline{K}^o$, dont les amplitudes, dans le temps, suivraient une loi de décroissance exponentielle pure. Gell-Mann et Pais ont montré que les deux états :

$$K_1^o = \frac{K^o + \overline{K}^o}{\sqrt{2}} \qquad K_2^o = \frac{K^o - \overline{K}^o}{i\sqrt{2}}$$

avaient cette propriété tant que l'on admettait la conservation de la conjugaison de charge dans les interactions faibles.

En effet, sous cette condition et puisque les états K_1^o et K_2^o correspondent à des valeurs propres de C, +1 et -1 respectivement, les états de désintégration des K_1^o et K_2^o ne pourront être que dans certains états propres de la charge, ce qui interdit toute transition $K_1^o \leftrightarrows K_2^o$ et entraine une décroissance exponentielle de chacune des amplitudes K_1^o et K_2^o, avec des vies moyennes a priori différentes.

Nous pouvons donc considérer que, autant qu'il est question de la désintégration des mésons neutres K, les particules entrant en jeu sont, non pas le K^o et le $\overline{K}^o$, mais le K_1^o et le K_2^o.

Les états K^o et $\overline{K}^o$ s'interprètent comme une superposition de particules.

$$K^o = \frac{K_1^o + i\,K_2^o}{\sqrt{2}} \qquad \overline{K}^o = \frac{K_1^o - i\,K_2^o}{\sqrt{2}}$$

Le K_1^o et le K_2^o apparaissent comme des particules ayant chacune leur vie moyenne propre, leur masse et leurs modes de désintégration.

Compte tenu des hypothèses faites par Gell-Mann et Pais (conservation de C et spin pair pour le K^o), les modes de désintégration peuvent être :

- pour le K_1^o : $\pi^+ \pi^-$, $2\pi^o$, $\pi^+ \pi^- \pi^o$, $3\pi^o$ et modes leptoniques.
- pour le K_2^o : les mêmes, exception faite des modes $\pi^+ \pi^-$, $2\pi^o$ et $3\pi^o$ qui sont dans un état propre de la charge C = + 1.

Pour les durées de vie de l'ordre de 10^{-10} seconde, les modes de désintégration observés sont presque uniquement $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^\circ \pi^\circ$: la proportion des "V° anormaux" est très faible. Ceci permet d'affirmer que que le K_2° a une vie moyenne supérieure à $5\ 10^{-9}$ seconde.

L'analyse précédente a dû être reprise en 1956, lorsque fut mise en évidence la non conservation de P et de C dans les interactions faibles. Toutefois, les prédictions essentielles de Gell-Mann et Pais subsistent si on admet la conservation de C P, et si l'on appelle K_1° et K_2° les états propres de C P, correspondant aux valeurs propres + 1 et - 1

Les conclusions précédentes, concernant les modes de désintégration, restent inchangées à l'exclusion de celle relative au mode $3\pi^\circ$, qui, étant dans un état propre de C P égal à - 1, devient un mode de désintégration du K_2° exclusivement.

Depuis 1956, la théorie de Gell-Mann et Pais a été largement confirmée par l'expérience.

L'expérience de Lederman a montré l'existence d'un méson neutre à longue vie moyenne. Les modes $3\pi, \pi\ \mu\ \nu$ et $\pi\ e\ \nu$ ont été identifiés. Récemment, des expériences relatives à la régénération des K_1° (Réf. 0,5) suivant les idées de Pais Piccioni (Réf. 0,6) confirment la possibilité d'obtenir une composante $\overline{K}^\circ$ dans un faisceau primitivement pur de K°.

Nous rappelons enfin une étude théorique faite par Lee, Oehme Yang, indépendamment de toute hypothèse de conservation de C, P ou T. En s'appuyant sur le seul théorème C P T, ils démontrent, en partant d'un K° et d'un $\overline{K}^\circ$ se désintègrant selon les mêmes modes, qu'il est toujours possible de former des états K_1° et K_2° à décroissance exponentielle pure ; ces états ne coincident plus avec ceux de Gell-Mann et Pais si C P n'est pas conservée.

En particulier le mélange K°, $\overline{K}^\circ$ peut ne pas être un mélange à 50 % et, par ailleurs, il peut apparaître une asymétrie de charge indépendante du temps, totalement différente de l'asymétrie de charge qui apparait au cours du temps par suite des interférences K_1°, K_2°.

De plus, aucune hypothèse n'étant faite sur la conservation de C, P, ou T, tous les modes de désintégration sont autorisés pour chacune des composantes K_1° et K_2°. Cependant leurs rapports de branchement peuvent être différents.

Une façon de tester la conservation de C P serait donc de mesurer l'asymétrie de charge des modes leptoniques.

Malheureusement cette asymétrie croit avec la différence des masses K_1°, K_2°, que l'on sait être faible depuis les expériences précitées (Réf. 0,5).

La mise en évidence de cette asymétrie exige donc un très grand nombre d'évènements identifiés. Elle n'a pu être atteinte dans notre expérience.

Par contre au moment où nous avons commencé ce travail, les rapports de branchement des différents modes de désintégration de K_2^0 étaient très mal connus. Les proportions données par Lederman étaient en effet imprécises du fait du petit nombre d'évènements identifiés.

Le but de notre étude a donc été essentiellement la détermination des proportions relatives des divers modes de désintégration du K_2^0. Nous indiquerons dans nos conclusions quelles conséquences ces proportions entrainent pour la validité des règles de sélection, telles que $|\Delta \vec{I}| = 1/2$.

Nous comparerons également nos résultats à ceux qui ont été obtenus à la même date que les nôtres à Dubna (Réf. 0,8) et à Brookhaven (Réf. 0,7).

CHAPITRE I

DESCRIPTION DE L'INSTALLATION ET MARCHE DE L'EXPERIENCE

La Chambre de Wilson que nous avons utilisée est une chambre classique mais de dimensions très importantes. Ces dimensions ont entrainé des difficultés techniques certaines. En particulier, la durée du cycle de la chambre qui ne nous permettait d'utiliser qu'une impulsion sur cent environ du synchrotron, a compliqué notre marche auprès de Saturne.

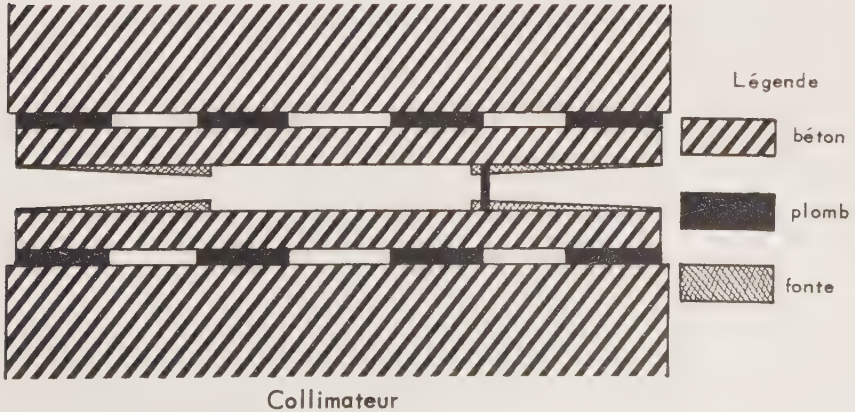
Notre expérience, d'une durée d'environ 10 mois, s'est terminée en juillet 1960.

I - IMPLANTATION GENERALE DE L'EXPERIENCE - LE FAISCEAU.

La chambre recevait un faisceau de particules neutres, émises à 65° par une cible de cuivre interne, normalement effacée.

La chambre était placée à l'extérieur du hall, à une distance de 16 mètres de notre cible, entre deux bobines de Helmholtz fournissant un champ magnétique uniforme de 8.500 gauss. L'installation, c'est-à-dire la chambre, le système de détente, le système de prises de vues, la thermostatisation et les automatismes propres au fonctionnement de la chambre, était protégée des radiations pouvant provenir de la machine par un assemblage de blocs de béton lourd, identiques à ceux qui constituent le mur de protection de Saturne.

Le collimateur (Fig. I, 1), situé dans le mur de protection de la machine, était constitué de deux troncs de cônes de façon que toute paroi voyant la cible ne vît pas la chambre et vice versa. Ceci, afin de réduire autant que possible l'arrivée dans la chambre des neutrons diffusés par les parois du collimateur. Enfin, à la sortie du collimateur, un aimant en H éliminait les particules chargées (Fig. I, 2).



Collimateur

FIG I - 1

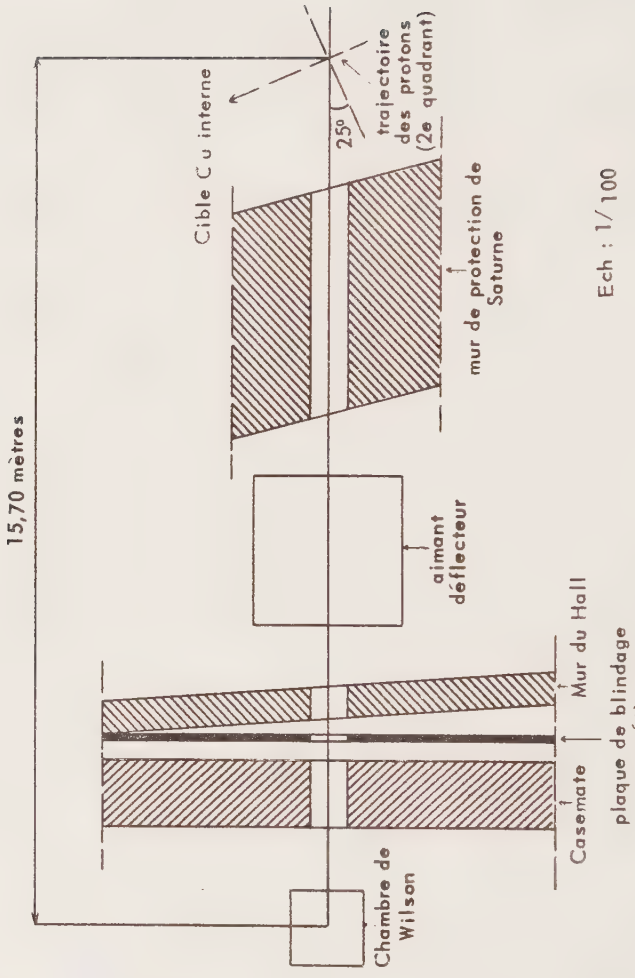


FIG. I -2 IMPLANTATION GENERALE DE L'EXPERIENCE

Dans ces conditions et compte tenu de l'énergie cinétique moyenne des protons qui était de 2,8 Gev, les interactions fortes responsables des K^o créés étaient les suivantes :

- par production directe : interaction forte d'un proton avec un noyau de la cible.

$$N + N \rightarrow \Lambda\ (\Sigma) + K + N$$
$$\rightarrow N + N + K + \bar{K} \quad \text{(seuil à 1,81 Gev)}$$

- par production indirecte : interaction avec un noyau de la cible d'un π créé dans la cible.

$$\pi + N \rightarrow \Lambda\ (\Sigma) + K$$
$$\rightarrow N + K + \bar{K} \qquad \text{(seuil à 1,45 Gev)}$$

Effectivement nous avons calculé, en tenant compte du moment de Fermi, qu'un π créé dans la cible pouvait emporter une quantité de mouvement maximum de 2,5 Gev.

Par ailleurs nous avons calculé, pour le processus $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^o + K^o$ qui est responsable des K^o les plus énergiques, la valeur de la quantité de mouvement maximum des K^o créés. Cette valeur est :

$$P \text{ max} = 1,3 \text{ Gev/c.}$$

Le faisceau neutre ainsi obtenu était composé en grande partie de neutrons, de γ, produits de désintégration des π_o, et de K_2^o. Les K_1^o et les Λ^o, étant donné leur vie moyenne très courte de l'ordre de 10^{-10} seconde, n'atteignaient pas la chambre.

Afin de réduire le nombre de paires d'électrons créés dans la chambre par matérialisation des γ, ainsi que le nombre des électrons d'effet Compton qui forment un fond gênant du fait de leur faible énergie, une plaque de plomb de 12 mm d'épaisseur a été placée dans le collimateur, avant l'aimant en H, de façon à convertir environ 90 % des γ. (Fig. I, 1).

D'après les résultats publiés par Atkinson et al (Réf. I, 1) concernant les sections efficaces d'interaction des neutrons dans le plomb, 10 % des neutrons seulement, étaient absorbés.

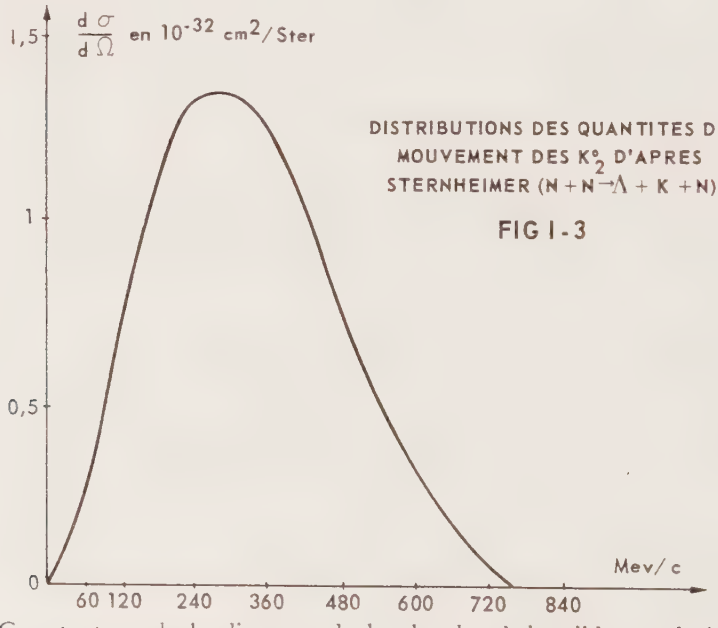
Nous devons donc attendre un fond gênant pour nos photos, essentiellement dû à la présence, dans notre faisceau neutre, de la presque totalité des neutrons émis à la cible.

C'est ce fait qui conditionna le choix de l'angle d'émission du faisceau que nous examinons ci-dessous.

En fait les sections efficaces différentielles de production des K^o étant pratiquement inconnues expérimentalement, nous nous sommes largement inspirés de l'expérience de Lederman qui avait obtenu un fond acceptable sur ses photos.

a) **L'Angle : 65°**

Les seules indications relatives aux sections efficaces différentielles de production des K° nous ont été fournies par les calculs théoriques de Sternheimer (Réf. I, 2). Ceux-ci, concernant la production des K° dans les noyaux par le processus $N + N \rightarrow \Lambda (\Sigma) + K + N$, nous ont permis de construire la courbe donnant la section efficace différentielle de production des K° à 65° en fonction de leurs moments dans le système du Laboratoire. Ces calculs ne tiennent pas compte du matériau de la cible. Par ailleurs, nous faisons l'hypothèse d'une distribution des moments du nucléon heurté à la Fermi et nous supposons le carré de l'élément de matrice responsable de la transition, indépendant de l'énergie et de l'angle d'émission du K°. Avec ces hypothèses, nous devons attendre à 65° une production égale à environ 3 % de la production à 0°. Le fait que la production de K_2^0 soit notablement diminuée à 65° est largement compensé par l'avantage de la moindre énergie des neutrons, ce qui évite une contamination importante de particules étranges et de paires de mésons π, qui auraient pu être confondues au dépouillement, avec l'évènement K_2^0 (voir chap. II).



DISTRIBUTIONS DES QUANTITES DE MOUVEMENT DES K_2^0 D'APRES STERNHEIMER ($N + N \rightarrow \Lambda + K + N$)

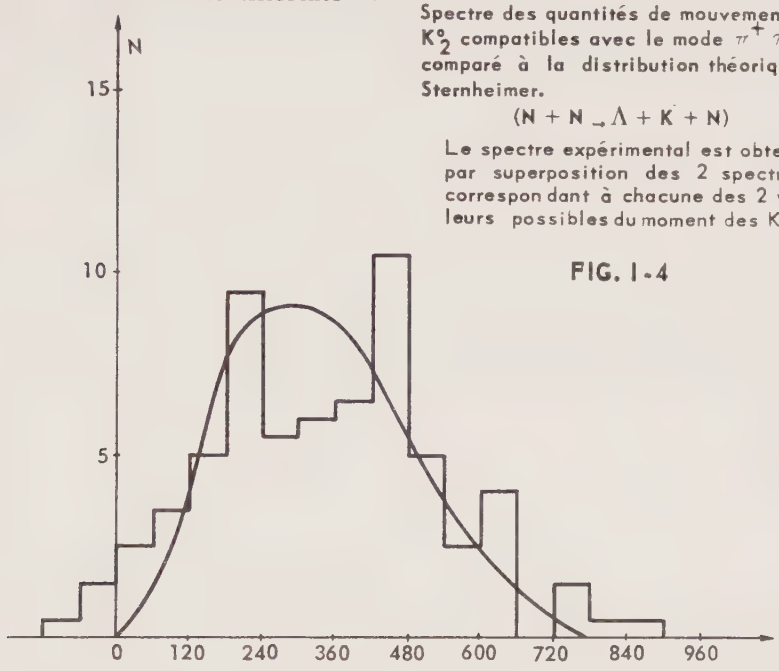
FIG I-3

Compte tenu de la distance de la chambre à la cible, et de la longueur de notre chambre, la plupart des K° ainsi produits et dont les désintégrations pourraient être observées dans la chambre, devraient avoir des quantités de mouvement comprises entre 100 et 500 Mev/c, la valeur de la quantité de mouvement la plus probable étant d'environ 300 Mev/c. Une étude de la quantité de mouvement moyenne de nos K_2^0 a effectivement donné une valeur de 335 Mev/c, ce qui indique que le processus $N + N \rightarrow \Lambda (\Sigma) + K + N$ apporte, dans les conditions de notre expérience, une contribution importante à la production des K°. (Fig. I, 4)

b) **La Cible**

En ce qui concerne le choix du matériau de la cible, nous nous

sommes appuyés sur les résultats expérimentaux de Baumel et al (Réf. I, 3) relatifs aux sections efficaces de production des K^+ et des π^+ dans des matériaux de différents Z.



Spectre des quantités de mouvement des K^0_2 compatibles avec le mode $\pi^+ \pi^- \pi^0$ comparé à la distribution théorique de Sternheimer.

$(N + N \rightarrow \Lambda + K + N)$

Le spectre expérimental est obtenu par superposition des 2 spectres correspondant à chacune des 2 valeurs possibles du moment des K^0_2.

FIG. I-4

Nous avions intérêt à choisir un matériau tel que le rapport de la production des K à celle des π soit aussi fort que possible, de façon que le mode de production des K par le processus $N + N \rightarrow \Lambda\ (\Sigma) + K + N$ soit prépondérant. Les K ainsi produits ont en effet des quantités de mouvement réparties sur un spectre peu étalé (quantité de mouvement maximum à 760 Mev/ c), alors que les K produits par des π intermédiaires peuvent avoir des quantités de mouvement atteignant la valeur 1,3 Gev/ c.

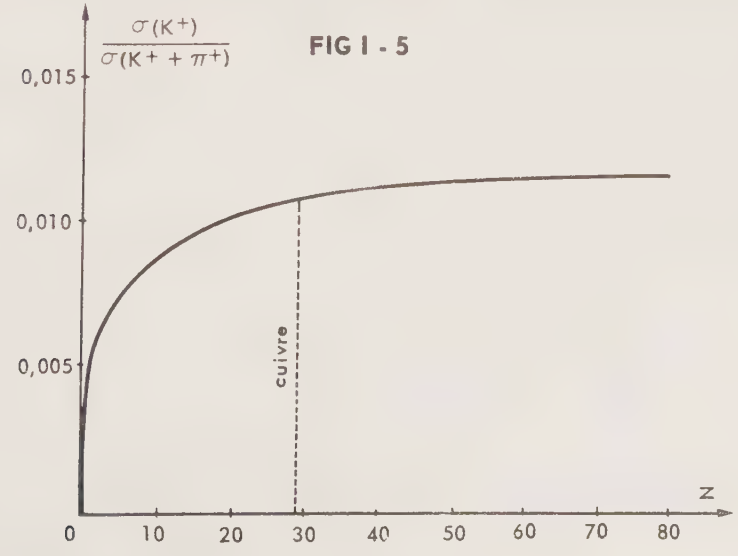


FIG I - 5

La figure (I, 5) reproduit la courbe qui donne la production relative des K^+ et des $K^+ + \pi^+$. Nous constatons que, pour des valeurs de Z supérieures à 30, la courbe ne croit que très lentement. Si donc, nous convenons d'assimiler la production des K^o à celle des K^+, le cuivre semble être un matériau adéquat.

Les dimensions de notre cible étaient : $(20 \times 50 \times 15)$ mm^3.

La distance de notre chambre à la cible, qui était de 16 mètres, nous a été imposée par l'aménagement du hall de Saturne.

Enfin, l'intensité du faisceau de protons admise à chaque impulsion a été ajustée au début de notre expérience de façon à obtenir un fond d'étoiles de neutrons acceptable sur nos photos. L'intensité était, par impulsion, d'environ 4×10^9 protons frappant la cible.

L'angle solide de notre faisceau était de $0,3\ 10^{-3}$ steradian.

II - LA CHAMBRE

a) Description générale

Le volume utile de la chambre était d'environ 600 litres. Elle était en alliage d'aluminium, parallélépipédique à piston vertical.

Ses dimensions internes étaient : $(108 \times 92 \times 60)$ cm^3.

La glace avant, face aux appareils photos, était constituée par deux dalles de verre, de 18 mm d'épaisseur chacune, collées par un joint de même indice de réfraction que le verre.

Le piston était constitué d'une plaque de balsa de 16 mm d'épaisseur, de deux plaques d'okoumé de 5 mm d'épaisseur chacune, cet ensemble étant lui-même inséré entre deux feuilles d'aluminium qui en assuraient la rigidité.

Le compartiment arrière communiquait avec l'atmosphère par deux clapets de 16 cm de diamètre et avec le réservoir d'air comprimé assurant la recompression, par deux tuyaux de caoutchouc de 6 cm de diamètre.

La position du piston était réglée au 1/10 mm près à l'aide d'un dispositif qui comprenait : d'une part, une mise à l'atmosphère du compartiment arrière, constituée d'un orifice de faible section plus ou moins obstrué par un pointeau lié mécaniquement au piston ; d'autre part, une arrivée d'air comprimé à débit faible et constant destinée à compenser la mise à l'atmosphère (Fig. I, 6). Le taux de détente, $\Delta V / V \sim 1/10$ était donc indépendant de la pression régnant à l'intérieur de la chambre et pouvait être ajusté avec précision (1 à 2 ‰).

La thermostatisation était assurée par circulation d'eau dans les parois supérieure et inférieure de la chambre.

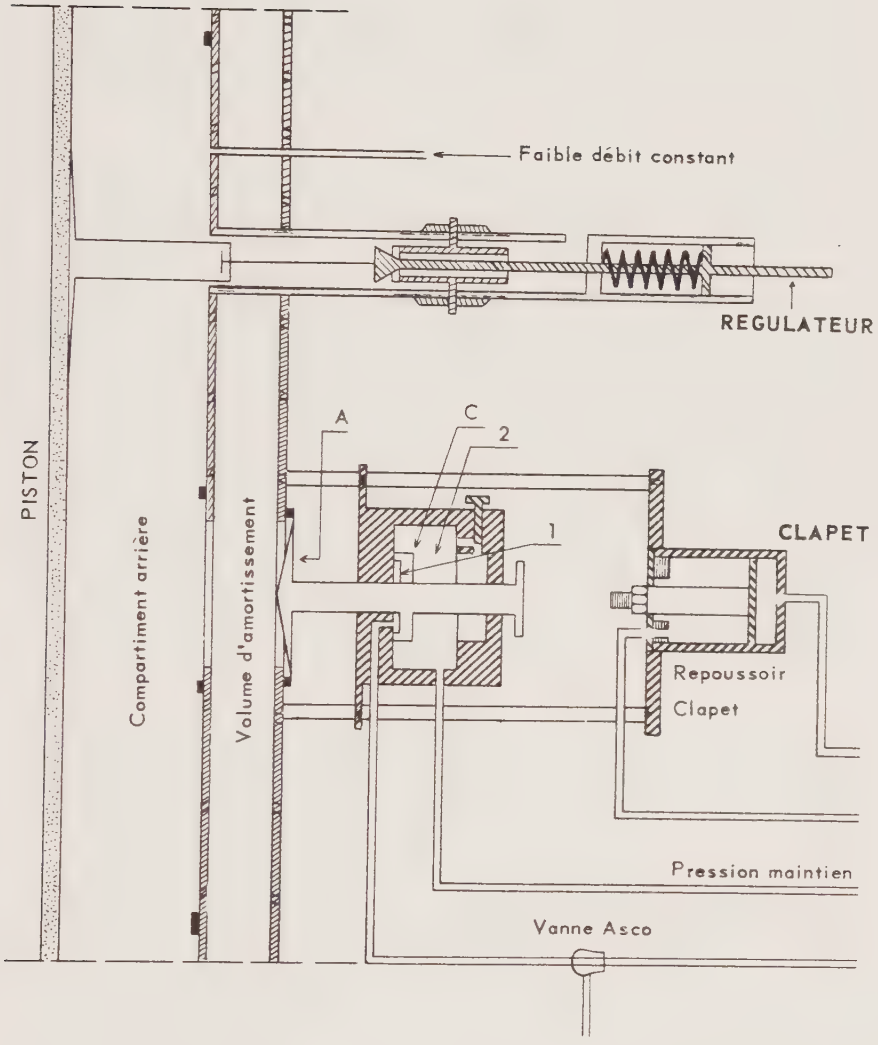


FIG 1 - 6 : Régulateur - clapet

La paroi latérale d'entrée comportait une "fenêtre" mince de duralumin de 4/10 mm d'épaisseur, en forme de calotte sphérique, de 48 cm de diamètre. La variation de flèche au cours de la détente était d'environ 1 mm. L'épaisseur de la paroi était de 0,108 gr/cm^2.

Deux écrans de cuivre horizontaux, de 2 cm d'épaisseur, étaient disposés à l'intérieur de la chambre, de part et d'autre de la paroi mince, de façon à n'être pas vus du flux de neutrons. La chambre se trouvait ainsi divisée en trois compartiments de hauteurs respectives : 25, 50 et 25 cm.

Afin de perdre le moins de lumière possible, les écrans et les faces internes des parois supérieure et inférieure de la chambre étaient chromées.

Afin de réduire au maximum le nombre d'étoiles de neutrons produites dans le gaz de la chambre, celle-ci était remplie à l'hélium. L'opération de remplissage se déroulait de la façon classique. On envoyait l'hélium dans la chambre initialement pleine d'air à la pression atmosphérique jusqu'à ce que la pression atteigne 150 gr/cm^2 au-dessus de l'atmosphère, et on mettait à l'atmosphère. On répétait cette opération une quinzaine de fois. Puis on introduisait l'alcool absolu. Après un dernier remplissage à l'hélium et diffusion de l'alcool, la chambre contenait approximativement, en volume : 5/25 d'air, 1/25 d'alcool et 19/25 d'hélium. Dans ces conditions la masse spécifique du mélange gazeux était de 0,5 10^{-3} gr/cm^3, ce qui correspondait à une quantité de matière de 0,05 gr/cm^2 parallèlement au faisceau.

b) **Le système de détente**

En position avant du piston, la pression dans la chambre était d'environ 300 g/cm^2 au-dessus de l'atmosphère. La durée de la détente était d'environ 30 ms, et par conséquent, bien adiabatique.

Les clapets fonctionnaient entièrement à l'air comprimé (Fig I,6). La couronne C est solidaire de l'axe du clapet. La pression qui règne dans le compartiment n° 2 neutralise, en agissant sur la couronne, l'effet de la pression du compartiment arrière de la chambre qui agit en A. Le compartiment n° 1 est à la pression atmosphérique. Il suffit alors d'introduire dans ce compartiment une pression faible, par l'intermédiaire d'une vanne à réponse rapide, pour détruire l'équilibre et provoquer l'ouverture du clapet.

Le temps de réponse de ces vannes et le temps d'ouverture des clapets était globalement de 20 ms.

c) **La thermostatisation**

Sa réalisation a présenté de sérieuses difficultés. Celles-ci étaient essentiellement dues aux grandes dimensions de la chambre et à la

présence des écrans qui gênaient la rediffusion de l'alcool et constituaient des points froids par accumulation d'alcool condensé.

Nous avons essayé sans succès une circulation d'eau sur le pourtour des écrans. Ceux-ci étant à plus ou moins 2.500 volts, l'eau devait être soigneusement désionisée. Malgré la grande pureté obtenue (résistivité de 1 M Ω/cm) la chute de tension aux écrans n'a pas permis de maintenir le système. (La chute était probablement due à la conductibilité des tuyaux en matière plastique).

Finalement nous nous sommes contentés d'une circulation d'eau dans les parois supérieure et inférieure de la chambre ainsi que dans un manchon de cuivre placé à l'avant de la chambre et raccordé au cadre de support de la glace avant. La température générale de l'eau du circuit était réglée par un système classique de réfrigérateur et de résistance chauffante, commandés par thermostats. Des résistances supplémentaires et des régulateurs de débit placés sur les trois circuits particuliers permettaient un réglage fin et indépendant de la température des parois supérieure et inférieure, et du manchon.

La thermostatisation comprenait en outre :

- une régulation, à l'aide d'un climatiseur commandé par thermostat, de la température de la chambre noire disposée entre la glace avant et les appareils de prise de vues.

- une circulation d'air thermostatisé le long de la paroi d'entrée mince et conductrice, particulièrement sensible aux variations de la température extérieure.

- enfin la glace latérale, opposée à la paroi d'entrée, était protégée thermiquement des flash et de l'éclairage utilisé pour le contrôle à l'oeil de la chambre, par un système classique de verre catathermique.

d) **Les automatismes**

Nous ne donnerons que quelques indications sommaires sur les automatismes relatifs au cyclage de la chambre.

Leur réalisation était entièrement électromécanique.

Un contact "fin de course" du piston commandait la recompression rapide par l'intermédiaire d'une vanne mettant en communication le compartiment arrière avec le réservoir d'air comprimé.

Un ensemble de trois minuteries permettait, pour la partie du cycle des recompressions et détentes lentes, de prédéterminer les temps "piston avant" et "piston arrière" et le temps de récupération nécessaire à la chambre pour que celle-ci retrouve son équilibre thermique. Un sélecteur permettait de fixer le nombre de détentes lentes.

A la fin du temps de récupération, la troisième minuterie déclenchait la mise sous tension des écrans et le remplissage du réservoir d'air comprimé, préparant ainsi la chambre pour la prochaine détente. Le réservoir plein indiquait le signal "chambre prête".

Dès lors la détente était commandée soit à la main, soit par Saturne lorsque nous fonctionnions en synchronisation avec la machine.

La durée du cycle a été d'environ 5 minutes, celle du temps de récupération étant à elle seule de l'ordre de 3 minutes.

e) **Le champ électrique de nettoyage.**

L'élimination des ions et particules chargées présents dans le gaz de la chambre avant la détente, devient un problème délicat dès qu'il s'agit d'une chambre fonctionnant auprès d'un accélérateur.

En effet, malgré le blindage en béton lourd de la chambre, celle-ci était fortement contaminée pendant la durée de la " dent de scie", c'est-à-dire l'ajustement de l'intensité du faisceau de protons dans la machine. Celui-ci ne pouvant être réalisé moins de 200 ms après l'injection des protons, l'intensité du champ électrique devait être telle que le nettoyage de la chambre n'excédât pas 500 ms. La tension adoptée de plus ou moins 2.500 volts sur les écrans, réalisait un champ de 100 v/cm dans toute la chambre. Cette tension était à la limite des tensions acceptables. Nous avons même eu, durant certaines périodes, quelques "fusées électriques" entre écran et paroi latérale, malgré la distance de 20 mm.

f) **Eclairage et photographies**

Il fallait, pour rester dans le cas de l'approximation de Gauss, placer les objectifs loin de la chambre. D'autre part, étant donné la grande profondeur de champ exigée, il était nécessaire de photographier avec une ouverture faible et, partant de là, de disposer d'une importante énergie lumineuse.

Nous avons utilisé des objectifs corrigés, apochromatiques, apairés, d'une distance focale de 240 mm, et travaillant à une ouverture numérique de 16. Ces objectifs étaient supportés par un chassis très rigide distant de la glace avant de 4 m 60. Dans le but de pouvoir choisir une base de stéréo soit horizontale, soit verticale, selon l'inclinaison des traces, la prise de vues se faisait avec quatre appareils photos disposés selon un rectangle de façon que deux appareils situés sur une même horizontale visent la tranche de l'écran correspondant. Un cinquième appareil, situé au centre du rectangle, servait d'appareil de contrôle.

Les appareils photos ont été construits entièrement au laboratoire. Les presse-film à vide ont assuré une excellente planéité du film. Le film utilisé était du film non perforé de 60 mm de largeur.

L'éclairage de la chambre était réalisé par décharge de deux bancs de condensateurs de 1.200 μ F chacun, chargés à 4.000 volts, dans deux tubes au xénon de 90 cm de longueur. L'énergie de chaque flash était de 10.000 joules.

Le parallélisme du faisceau lumineux était obtenu en plaçant chaque tube au foyer d'un miroir cylindrique à section parabolique. Les défauts de parallélisme étaient corrigés par des plaques noircies, verticales, parallèles à la glace avant, placées entre les tubes et la chambre.

Enfin l'observation visuelle de la chambre se faisait au moyen d'un ensemble de phares.

g) **Le champ magnétique.**

Le champ magnétique était pulsé. Il était établi en 15 secondes demeurait à sa valeur maximum 10 secondes, puis était supprimé, progressivement en 15 secondes. Son intensité de 8.500 gauss était fournie par deux bobines de Helmholtz montées en série sous 600 volts et parcourues par un courant de 3.800 ampères.

Chaque bobine comportait 13 galettes de 18 spires d'aluminium creux, refroidies par une circulation d'eau désionisée.

Les bobines étaient alimentées par l'un des 2 groupes redresseurs de 2,25 mégawatts installés par le C.E.N. de Saclay auprès de Saturne. Une mesure du champ par sonde à effet Hall a indiqué une excellente uniformité dans le volume utile de la chambre, la variation maximum était une augmentation de 2% sur les bords par rapport au centre de la chambre. La valeur absolue du champ a été obtenue par étalonnage de la sonde Hall par une méthode de résonance magnétique.

Deux ampèremètres à échelle défilante, placés aux bornes de deux shunts en série sur les circuits de chaque bobine, étaient photographiés lors de chaque détente. Ces deux ampèremètres ont été étalonnés au moyen de la sonde à effet Hall, sur une large plage de champ magnétique.

III - LE DECLENCHEMENT ET LA SYNCHRONISATION AVEC SATURNE

Nous avons vu de façon sommaire comment les automatismes propres à la chambre nous conduisaient à la phase "chambre prête". Nous devions alors, sur un ordre venant de Saturne ou d'ailleurs, déclencher la détente, la coupure du champ électrique de nettoyage et le coup de flash, selon des temps caractéristiques de notre chambre et synchronisés ou non avec la machine.

a) **Déclenchement**

Mettre en route notre installation et atteindre le meilleur réglage

était une opération relativement longue. D'autre part, la difficulté qu'avait la chambre à retrouver son équilibre thermique, la mauvaise rediffusion de l'alcool, avaient pour conséquence qu'après un laps de temps plus ou moins long la chambre se "dégradait".

Il fallait donc, non seulement tester la marche de l'installation avant chaque période de fonctionnement, mais encore la contrôler en cours de fonctionnement, donc en perdant le moins de temps possible.

Nous avions, dans ce but, quatre modes de déclenchement, correspondant aux quatre positions d'un sélecteur placé près de la chambre.

1) "Réglage", c'est-à-dire examen de la chambre à l'oeil et détente commandée manuellement.
2) "Automatique", c'est-à-dire détente déclenchée par le signal "chambre prête". Photos par appareil de contrôle.
3) Détente sur cadencement Saturne, mais sans faisceau.
4) Détente sur cadencement Saturne, avec faisceau.

Dans les deux derniers modes de déclenchement nous pouvions photographier soit avec l'appareil de contrôle seul, soit avec les cinq appareils photos. Enfin un inverseur permettait, dans les modes 1) et 2) de déclenchement, de déconnecter ou non l'électronique.

Cet ensemble de quatre modes de déclenchement constituait la "marche normale". Il était possible en outre de passer rapidement en "marche test". Dans ce cas nous pouvions tester chaque élément du déclenchement indépendamment les uns des autres.

La marche de la chambre devant être synchronisée sur celle de Saturne, il était indispensable que chaque circuit de déclenchement ait, à tout ordre reçu, un temps de réponse court et constant. Nous avons vu, entre autres, que le champ électrique, tributaire du cycle de Saturne, devait nettoyer la chambre en moins de 500 ms. Ayant intérêt à couper le champ électrique le plus tard possible, nous devions le couper le plus vite possible.

Les temps de réponse courts et constants étaient obtenus par thyratrons et relais rapides.

Ces temps étaient globalement de :
- 20 ms pour l'ouverture des vannes et des clapets.
- 30 ms pour la coupure du champ électrique.

b) **La synchronisation avec Saturne**

La réalisation de la synchronisation de la marche de notre expérience avec celle de Saturne a comporté la résolution de deux problèmes:

celui posé par la durée de notre cycle, et celui posé par la commande de nos trois circuits de déclenchement.

1) - **La durée du cycle**

Celle-ci, qui était de 5 minutes, impliquait l'utilisation d'une impulsion sur cent, seulement, du synchroton. Nous ne pouvions donc envisager qu'une marche en parallèle avec d'autres utilisateurs.

Par ailleurs, la marche de la chambre exigeait que le cycle de la machine qui nous était affecté, et que nous appellerons "cycle Wilson", eût des caractéristiques particulières pour les raisons suivantes :

- nous prenions toute l'intensité du faisceau,

- notre mode d'utilisation du faisceau de protons était différent du mode habituel : en particulier la dent de scie du cycle Wilson devait être faite le plus tôt possible (environ 200 ms après l'injection des protons)

- enfin, nous devions provoquer la montée du champ magnétique une vingtaine de secondes, soit 7 cycles de machine, avant le cycle Wilson.

En conséquence, nous avons demandé au Service d'Entretien et de Fonctionnement de Saturne (SEFS) de procéder à la mise en place d'une installation comprenant :

- un comptage par échelles des cycles machine.

- des relais coaxiaux aiguillant, pour le cycle Wilson, toutes les commandes sur un "timing" spécial : dent de scie, effacement des autres cibles, avance et retrait de notre cible, coupure haute fréquence.

- commande de la montée du champ magnétique 7 cycles avant le cycle Wilson, la pulsation du champ magnétique étant réalisée indépendamment par la Section Autonome des Conduites et Entretien des Appareils Physiques (CEDAP).

2) - **Réalisation particulière du cycle Wilson**

Quelque temps avant l'injection des protons dans la machine, au moment ou le champ magnétique atteint la valeur B_o (135 gauss), un signal T_o est émis. Toutes les phases de l'accélération sont prédéterminées à partir de ce signal avec des échelles à quatre décades, pouvant compter des impulsions de fréquences 1 et 10 k Hz.

Le problème qui se posait à nous était le suivant : connaître avec précision le temps de détente de notre chambre (depuis l'ordre reçu jusqu'au contact fin de course du piston), le temps de coupure du champ électrique, le temps de sensibilité de la chambre. Connaissant ces temps, il suffisait d'envoyer aux moments opportuns, les ordres relatifs à chacun des trois circuits de déclenchement.

Ceci fut réalisé en utilisant des échelles prédéterminées à partir du T_0 de Saturne. Ces échelles, installées près du tableau de commande de Saturne - au "TCU" -, et mises à la disposition des utilisateurs par le CEN, étaient régulièrement controlées par le personnel compétent de Saclay.

Le transport des signaux de sortie des échelles, du TCU aux différents circuits de déclenchement placés près de la chambre, était réalisé au moyen de cables coaxiaux et par l'intermédiaire de "jacks", permettant de connecter toute sortie d'échelle sur un coaxial.

Nous disposions de trois échelles montées en série.

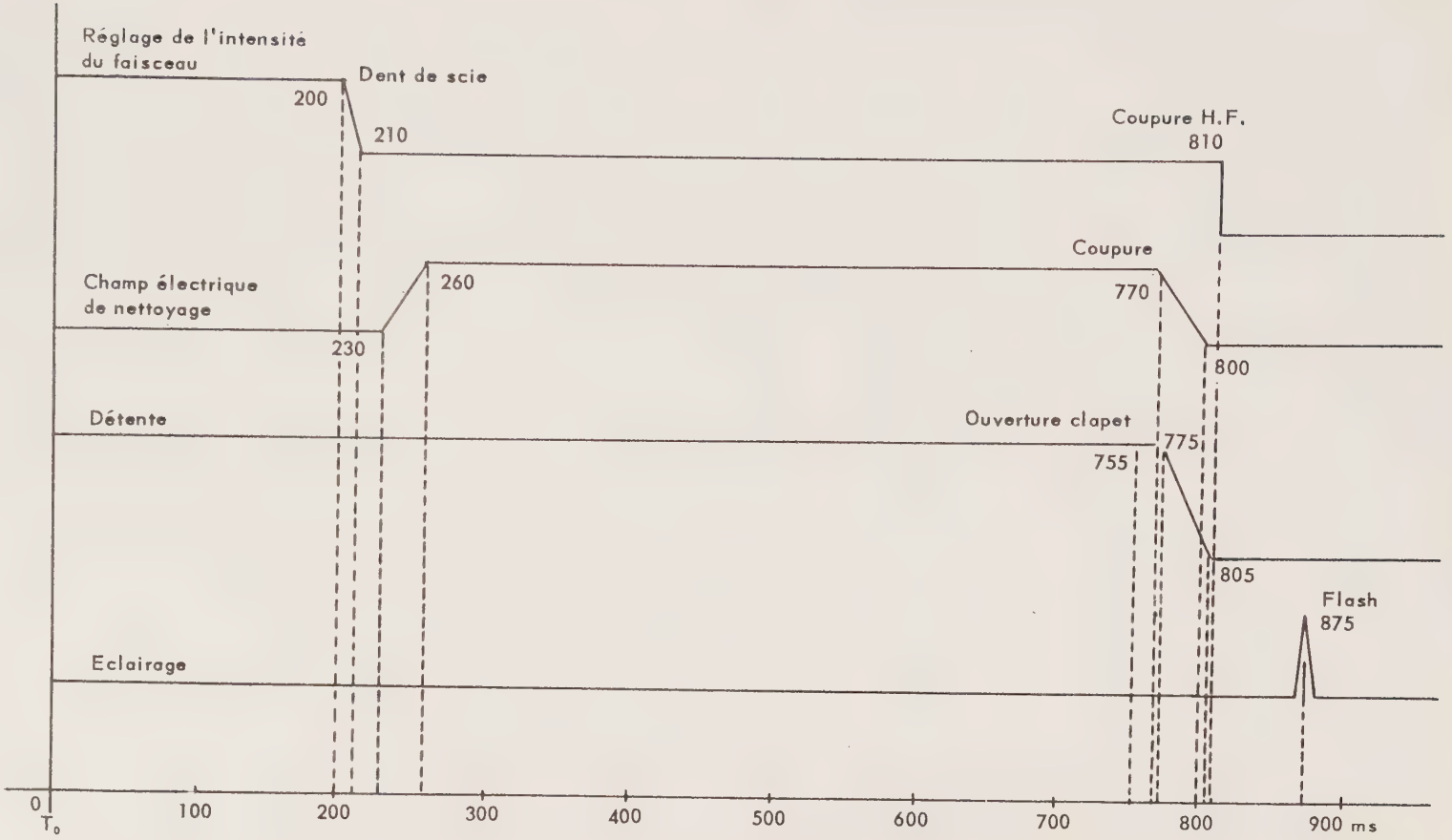
- La première commandait la détente de façon que celle-ci soit terminée immédiatement après le passage du faisceau. (Notre cible était introduite quelques millisecondes avant la coupure de la haute fréquence de Saturne qui se faisait à environ $T_0 + 810$ ms).

- La seconde échelle, déclenchée par un signal de sortie de la première, commandait la coupure du champ électrique.

- La troisième, déclenchée par la seconde, commandait l'ionisation des flash.

La figure ci-après donne, pour le cycle Wilson, les temps des différentes opérations.

Par ailleurs, disposant de trois signaux de sortie sur chaque échelle, nous pouvions observer à l'oscilloscope les temps de réponse de chaque circuit, qui étaient régulièrement contrôlés en cours d'expérience.


Réglage de l'intensité du faisceau
Dent de scie
200
210
Coupure H.F.
810
Champ électrique de nettoyage
260
Coupure
770
230
800
Détente
Ouverture clapet
775
755
805
Flash
875
Eclairage
0
T_o
100
200
300
400
500
600
700
800
900 ms

CHAPITRE II

DEPOUILLEMENT ET CHOIX DES EVENEMENTS DITS K_2^o

Un évènement du type K_2^o doit se présenter sur les clichés sous la forme d'un V^o, c'est-à-dire sous la forme de deux traces issues d'un même point, courbées selon des sens opposés par le champ magnétique. Nous avons éliminé tout évènement V^o présentant un amas de gouttelettes à son sommet, car il peut être interprété comme une interaction nucléaire dans le gaz de la chambre ou comme une diffusion.

I - DEPOUILLEMENT

a) Dépouillement en cours d'expérience

En 10 mois de fonctionnement nous avons pris 6.000 photographies utilisables. Le dépouillement de ces photographies a été essentiellement fait à Saclay en cours d'expérience. Nous avons utilisé, pour cela, les clichés pris par l'appareil de contrôle, reprojetés en vraie grandeur sur un écran vertical.

Nous avons ainsi repéré 398 évènements du type V^o.

b) Contrôle du dépouillement au laboratoire.

Le dépouillement effectué en cours d'expérience a été contrôlé au laboratoire par un nouveau dépouillement ayant porté sur un lot de 1.000 photographies. Ce dépouillement de contrôle a été effectué dans des conditions nettement meilleures : dépouillement sur deux vues et vérification sur les deux autres, reprojection en vraie grandeur sur tables inclinées permettant une observation plus aisée sous incidence rasante (on rétablit ainsi, à l'oeil, certaines discontinuités des traces).

Le nombre de V^o repérés à Saclay sur ce lot de 1.000 photographies avait été de 51. Le nombre de V^o repérés au laboratoire sur ce même lot a été de 108, comprenant sans exception les 51 vus à Saclay.

Devant ce résultat, la conclusion logique eût été de dépouiller à nouveau au laboratoire les 5.000 autres photographies, ce qui eût fourni un nombre double de V^o.

En fait, nous ne l'avons pas fait pour la raison essentielle que nous manquions de temps pour un dépouillement qui était très laborieux à cause de l'importance du fond d'électrons et d'étoiles de neutrons. Cette décision se justifie de la manière suivante :

1) l'augmentation de la statistique, en améliorant la précision des résultats n'aurait probablement pas conduit à des conclusions différentes.

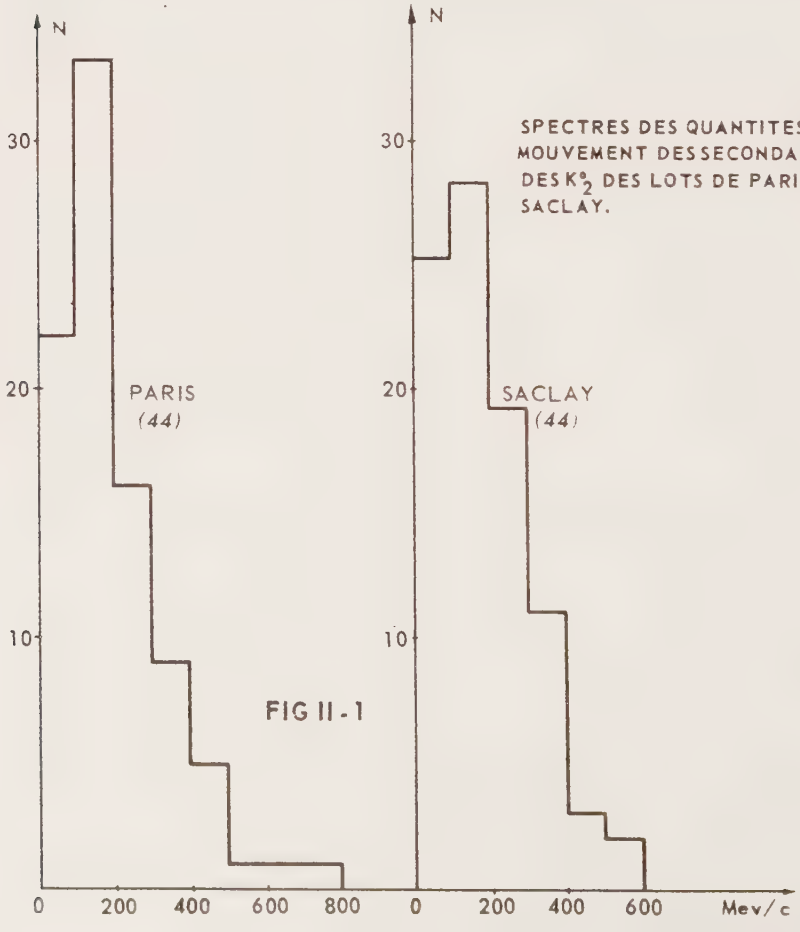
2) l'étude dont nous donnons les détails ci-après - et ceci est essentiel - nous a persuadé que le dépouillement effectué en cours d'expérience n'avait pas déformé la statistique en faveur des V° à traces plus ionisantes qui, a priori, sont mieux visibles.

c) **Etude des déformations éventuellement introduites par le mode de dépouillement.**

Cette étude a porté principalement sur l'ionisation des traces des secondaires sous les trois formes suivantes :

1° - La comparaison (voir Fig, II, 1) des spectres des quantités de mouvement des secondaires du lot d'évènements repérés à Saclay d'une part, et du lot d'évènements trouvés au laboratoire d'autre part, ne fait pas apparaitre de différence caractéristique entre les deux distributions.

2° - Etant donné l'énergie relativement faible des K_2^0 traversant la chambre, les traces assez ionisantes correspondent souvent à des secondaires π ainsi que le montrent les spectres des quantités de mouvement des secondaires de K_2^0. (Fig. II, 2).

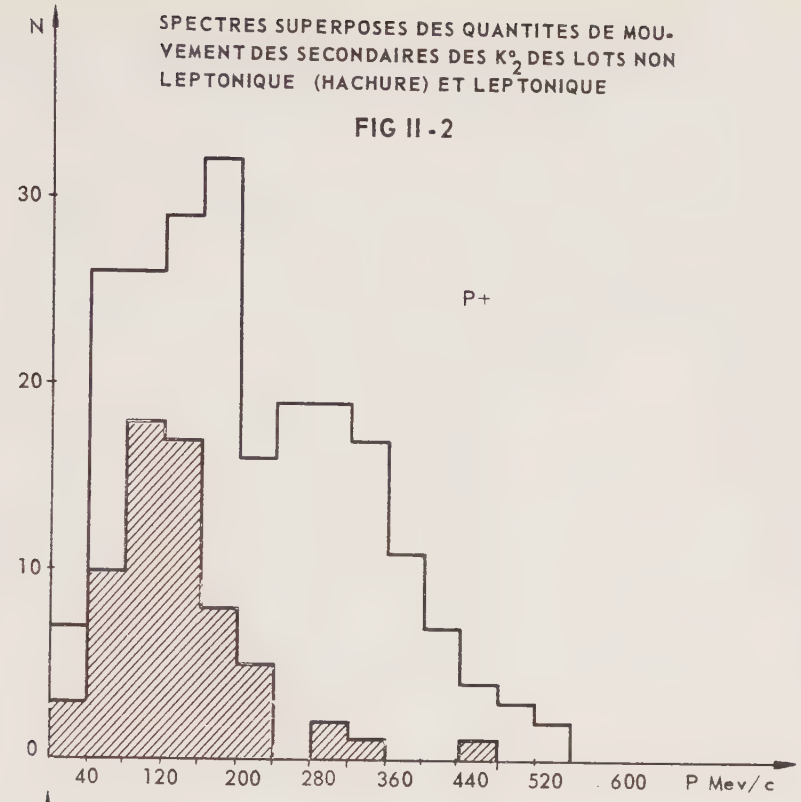


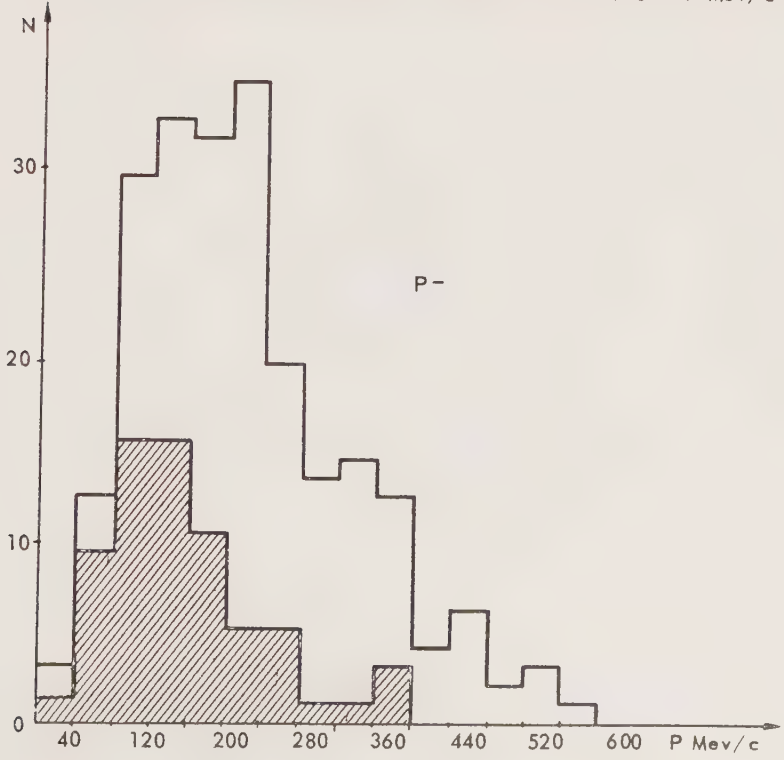
SPECTRES DES QUANTITES DE MOUVEMENT DES SECONDAIRES DES K_2^0 DES LOTS DE PARIS ET SACLAY.

FIG II - 1

SPECTRES SUPERPOSES DES QUANTITES DE MOUVEMENT DES SECONDAIRES DES K^{o}_{2} DES LOTS NON LEPTONIQUE (HACHURE) ET LEPTONIQUE

FIG II - 2





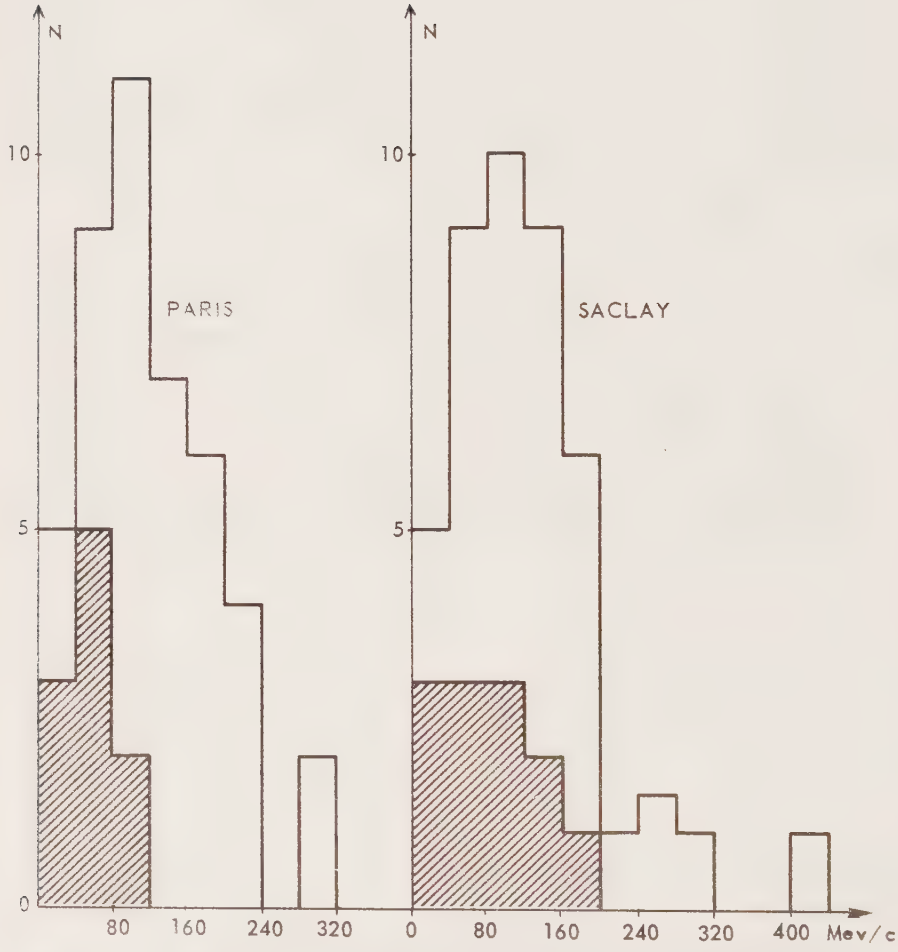


FIG II - 3 : SPECTRES DES QUANTITES DE MOUVEMENTS DU SECONDAIRE LE MOINS ENERGIQUE, RELATIFS AUX K°_{2} DES LOTS DE PARIS ET SACLAY. SONT HACHURES LES EVENEMENTS COMPATIBLES AVEC LE MODE $\pi^{+}\pi^{\circ}\pi^{\circ}$

L'étude dynamique des évènements, que nous développerons au chapitre IV, permet d'atteindre la proportion, dans chaque lot, d'évènements compatibles avec le mode de désintégration $\pi^+ \pi^- \pi^0$. La figure II, 3 montre que la proportion de ces modes dans les 2 lots est la même.

3° - Enfin une étude directe des ionisations (voir chap. III) des secondaires des V° des 2 lots a fourni des résultats similaires.

En résumé, la comparaison des deux lots n'a pas permis de mettre en évidence que le dépouillement poursuivi en cours d'expérience ait favorisé le repérage d'un type d'évènements plutôt que d'un autre.

d) Elimination des évènements de mauvaise qualité

Parmi les 455 V° fournis par les deux dépouillements, 71 ont été éliminés immédiatement : 7 présentaient un amas de gouttelettes au sommet, 64 ont été jugés inexploitables, soit parce que les traces étaient trop courtes, soit parce qu'elles étaient mal visibles du fait d'un mauvais fonctionnement de l'éclairage ou de la chambre.

Notre étude a donc finalement porté sur 384 évènements V°.

II - ELIMINATION DES EVENEMENTS V° AUTRES QUE K_2^0

a) Evénements susceptibles d'être confondus avec les K_2^0

Dans les conditions de notre expérience les évènements V° autres que les évènements K_2^0 peuvent être :

1) des paires de mésons π créés par l'interaction nucléaire d'un neutron énergique avec un noyau du gaz. Une telle interaction peut avoir l'aspect d'un V° s'il n'y a pas d'évaporation visible du noyau.

2) des diffusions, par un noyau du gaz, de mésons π provenant des parois de la chambre (s'il n'y a pas de noyau de recul visible).

3) des paires d'électrons provenant soit de la matérialisation de γ du faisceau, soit de la désintégration de π^0 selon le mode $e^+ e^- \gamma$, ces π^0 étant créés par des neutrons dans le gaz de la chambre.

4) des diffusions d'électrons.

5) des désintégrations en vol, selon le mode $\pi \rightarrow \mu + \nu$, de π créés dans les parois.

On constate que les évènements susceptibles d'être confondus avec une désintégration K_2^0 proviennent en majorité, par leurs produits d'interaction, de la présence des neutrons dans notre faisceau.

Nous avons donc entrepris une étude du nombre et des énergies des neutrons arrivant dans la chambre.

b) **Etude du flux de neutrons**

1° - Considérations de dynamique

Convenons de classer les neutrons arrivant dans notre chambre en neutrons d'évaporation et en neutrons énergiques.

Les premiers, provenant de l'évaporation des noyaux de la cible devraient avoir une énergie cinétique moyenne de l'ordre de 10 Mev. Les seconds auront un spectre d'énergie beaucoup plus étalé. Ils peuvent provenir soit d'échanges de charge, soit de réactions nucléaires dans la cible.

L'angle que fait notre faisceau avec celui de la machine a peu d'influence sur le flux de neutrons d'évaporation qui arrivent dans la chambre. Ceux-ci, en effet, n'ont pas, dans le système du laboratoire d'angle d'émission limite, le système du centre de masse de l'interaction étant très voisin du système du laboratoire. Par contre l'angle de notre faisceau réduit beaucoup le flux de neutrons provenant de réactions nucléaires ou d'échanges de charge. Le principal avantage est dans le fait qu'il transforme le flux de ces neutrons en éliminant les plus énergiques, capables de produire dans le gaz de la chambre des interactions fortes dont les produits pourraient être confondus avec les évènements K^0_2

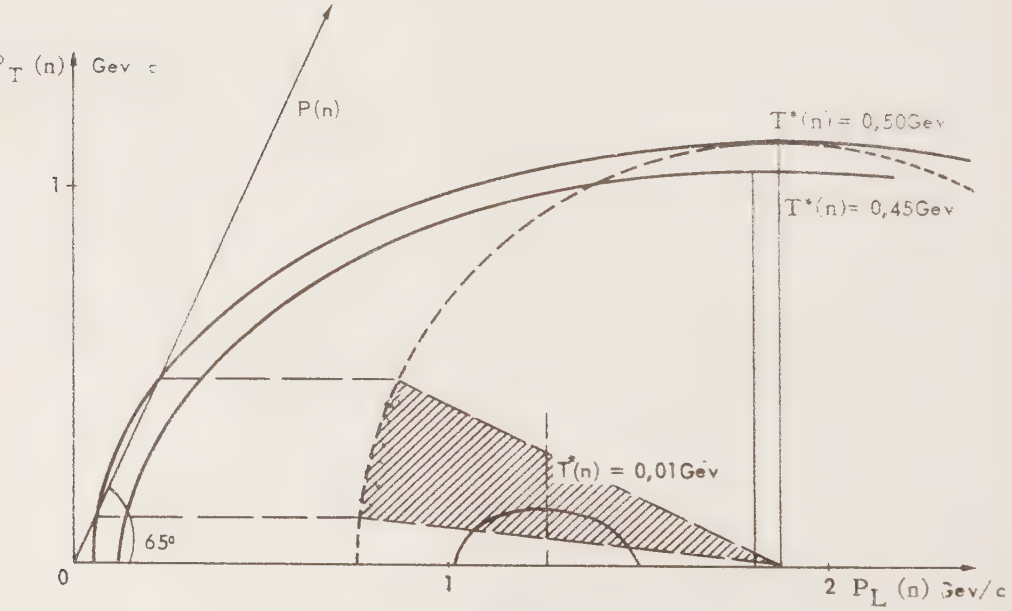


FIG II - 4

Considérons par exemple la collision inélastique $p + p \rightarrow p + n + \pi^+$ La figure (II, 4) représente sur un diagramme en p_L, p_T, les quantités de mouvement, dans le système du laboratoire, des neutrons émis à 65°. Les éléments des ellipses ont été déduits des résultats expérimentaux publiés récemment par Fowler et al (Réf. II, 01) pour des protons incidents de 3 Gev. Nous trouvons qu'à 65° la production des neutrons par stéradian est de l'ordre de 3 % de la production totale et correspond à des énergies comprises entre 20 et 130 Mev.

Par ailleurs, Sternheimer prévoit, par des considérations théoriques (Réf. II, 02) :

- qu'une interaction du type $p + p \rightarrow p + n + \pi^+$ ne peut créer à 65° des neutrons d'une énergie cinétique supérieure à 160 Mev, ceci dans l'hypothèse d'un proton-cible au repos. L'angle d'émission maximum, quelle que soit l'énergie, est d'ailleurs de 71°. (A titre de comparaison, un angle de 45° autoriserait des énergies de 750 Mev).

- qu'un échange de charge ne peut, compte tenu du moment de Fermi des protons-cible, donner à 65° des neutrons d'une énergie cinétique supérieure à 550 Mev, l'énergie cinétique la plus probable étant aux environs de 240 Mev. (à 45° $T_{lab} \leqslant 1,2$ Gev.).

En conclusion, nous devons attendre dans la chambre :

- un flux de neutrons composé en grande partie de neutrons d'évaporation.

- une minorité de neutrons énergiques dont l'énergie cinétique ne dépasse pas 550 Mev.

2° - *Etude des interactions des neutrons dans la chambre.*

Un comptage, effectué sur 200 photos, des étoiles de neutrons créés dans le gaz de la chambre a permis d'établir le bilan moyen suivant par photographie :

- 130 α de recul, soit 130 collisions élastiques sur l'hélium,
- 4,6 étoiles à 2 branches (dont 4,3 avec 2 branches ayant une ionisation très supérieure au minimum),
- 1,8 étoiles à plus de 2 branches,
- 0,7 protons d'échange de charge.

De la mesure de la longueur moyenne des traces des α de recul, sensiblement parallèles à la direction du faisceau, nous avons déduit que la valeur moyenne de l'énergie cinétique des neutrons correspondants, dans le système du laboratoire, était de 8 Mev. D'autre part, la mesure de la courbure des protons d'échange de charge créés dans le gaz de la chambre, a permis d'établir que la valeur de l'énergie cinétique moyenne des neutrons correspondants était de 10 Mev. Nous pouvons donc affirmer que 131 des 137 interactions produites dans le gaz par les neutrons,

sont dues aux neutrons d'évaporation. Les 6 interactions restantes peuvent être dues, soit aux plus énergiques des neutrons d'évaporation, soit aux neutrons résultant de réactions nucléaires ou d'échanges de charge dans la cible.

Pour obtenir une limite supérieure du nombre de neutrons à la production, nous avons supposé que ces 6 interactions étaient dues à des neutrons énergiques. Dans ce but :

α) Nous avons mesuré la courbure des protons d'échange de charge créés dans la paroi d'entrée. Nous avons alors dressé un spectre des énergies cinétiques des neutrons correspondants. La figure (II, 5) reproduit le spectre relatif aux neutrons, normalisé à 100 évènements.

β) Nous avons calculé, à partir des valeurs expérimentales connues (Réf. II, 03), la section efficace moyenne d'absorption des neutrons dans le mélange gazeux de notre chambre, en intégrant sur tout le spectre Nous avons obtenu un σ moyen : $< \sigma > = 495$ mb.

γ) Nous avons évalué la section efficace d'absorption des neutrons d'évaporation en utilisant les résultats expérimentaux pour des neutrons de 14 Mev. (Réf. II, 04) : $\sigma = 1060$ mb.

Nous obtenons ainsi environ 7×10^4 neutrons par impulsion, arrivant dans la chambre. Ce chiffre correspond à une production à 65° d'environ 1 K_2^0 pour 10^4 neutrons (voir § c).

Nous donnerons un dernier argument en faveur de la faible proportion de neutrons énergiques présents dans le faisceau : nous avons compté les étoiles de neutrons comportant un π^-. Sur 350 photos nous n'avons trouvé que 2 étoiles de ce type. Le seuil d'énergie d'une telle réaction est de 290 Mev (réaction n - p.),

c) Etude des V^0 autres que K_2^0

1° - Les paires de mésons π

Le seuil d'énergie cinétique pour une telle réaction est de 350 Mev dans le cas d'une énergie de Fermi favorable de 25 Mev. Etant donné l'énergie des neutrons entrant dans la chambre, ces réactions doivent être a priori très rares.

D'une manière plus précise, si nous admettons qu'il existe en moyenne 2 étoiles à π^- pour 350 photographies, notre lot de 6.000 photographies doit contenir environ (35 ± 26) étoiles à π^-.

Or Wallenmeyer du laboratoire de Brookhaven, dans le compte rendu d'une expérience sur la production des mésons π dans les interactions neutron-proton, (Réf. II, 05) indique, pour les réactions $n + p \rightarrow p + p + \pi^-$ et $n + p \rightarrow n + p + \pi^+ + \pi^-$, un rapport de 86/14

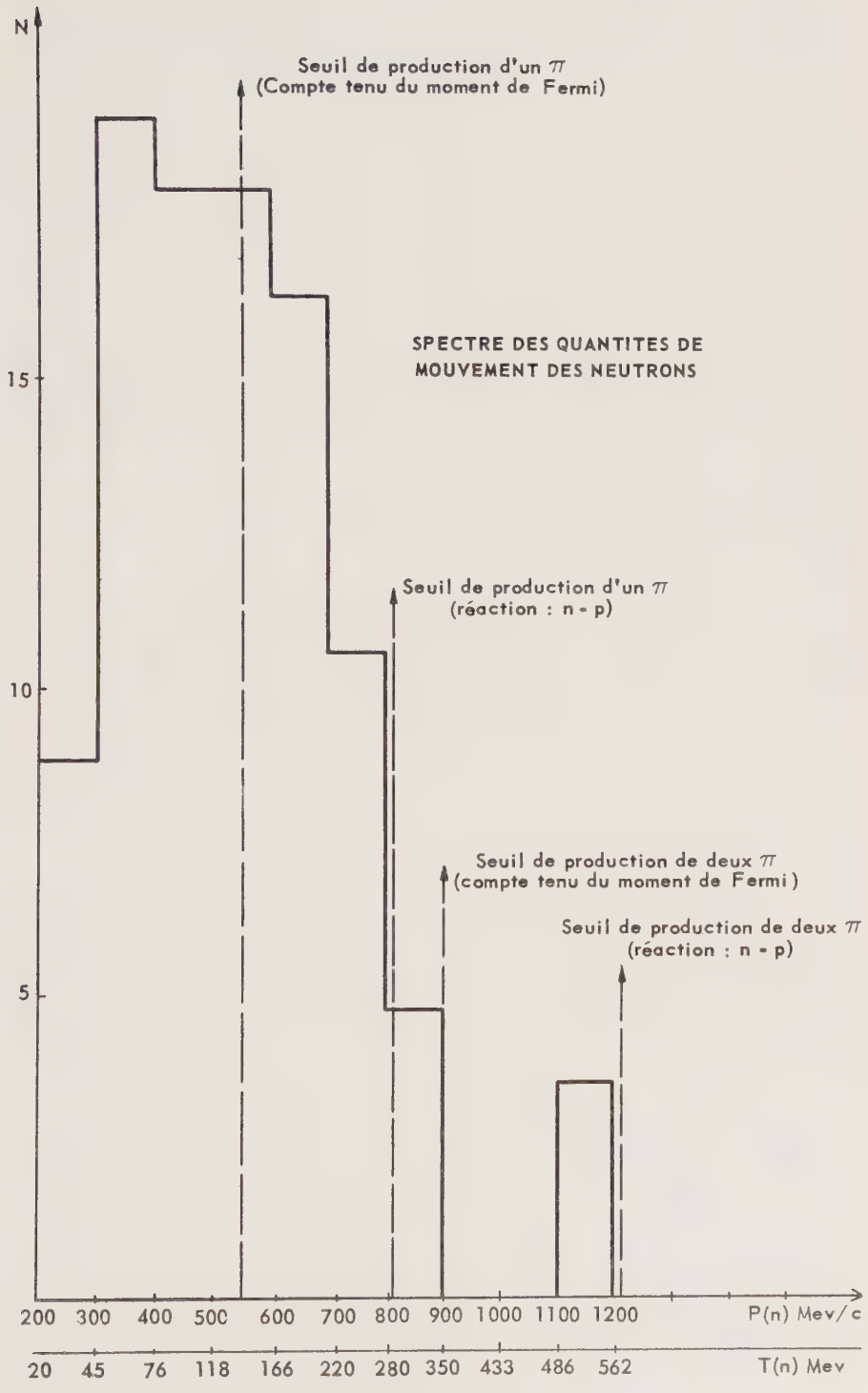

N
Seuil de production d'un π
(Compte tenu du moment de Fermi)
SPECTRE DES QUANTITES DE
MOUVEMENT DES NEUTRONS
15
Seuil de production d'un π
(réaction : n - p)
10
Seuil de production de deux π
(compte tenu du moment de Fermi)
Seuil de production de deux π
(réaction : n - p)
5
200 300 400 500 600 700 800 900 1000 1100 1200
P(n) Mev/c
20 45 76 118 166 220 280 350 433 486 562
T(n) Mev

FIG II - 5

pour des neutrons incidents d'une énergie cinétique moyenne de 0,83 Gev. D'autre part, plusieurs expériences sur la multiplicité des mésons π créés dans les collisions proton-proton à des énergies cinétiques de 0,8, 1,5 et 2,75 Gev (Réf. II, 06) donnent au rapport des multiplicités $2\pi/\pi$ la valeur zéro dans le cas de protons incidents de 0,8 Gev.

Une limite supérieure très large du nombre attendu de paires de mésons π dans la chambre et pour toute l'expérience est donc : (14/86) × 35, que nous devons diviser par 2 pour tenir compte de l'efficacité du dépouillement soit : 2,8 paires de mésons π (± 2,1).

Cette limite est très large pour trois raisons :

α) La façon dont nous la calculons implique que les étoiles de π^- observées sont toutes dues aux collisions neutron-proton. En fait les π^- créés dans les collisions neutron-neutron sont au moins aussi nombreux que ceux créés dans les collisions neutron-proton.

β) Nous exigeons que l'interaction de production ne comporte aucune évaporation visible du noyau.

γ) Enfin et surtout le rapport 14/86 s'applique à des neutrons incidents d'une énergie cinétique moyenne de 0,80 Gev. Or l'énergie cinétique maximum des neutrons de notre faisceau est d'environ 0,60 Gev. Cette énergie n'étant pas très supérieure à l'énergie 0,35 Gev du seuil de la production de paires, le rapport des productions $n+p+\pi^+ + \pi^-/p+p+\pi^-$ doit être négligeable dans notre expérience

En conclusion, nous négligerons cette forme de contamination.

2° - Diffusions de mésons π

Une étude des désintégrations en vol des mésons π, créés dans les parois de la chambre (voir § 5°), nous a permis d'établir que la majorité des mésons π traversant la chambre ont des énergies cinétiques comprises entre 15 et 65 Mev et d'évaluer le nombre de π ayant traversé la chambre (1040 ± 130).

Nous avons évalué la limite supérieure de la section efficace de diffusion des π sur le mélange gazeux de la chambre en utilisant les résultats expérimentaux publiés par Fowler et al (Réf. II, 07) concernant la diffusion des π dans l'hélium et l'hydrogène à 60 Mev, ainsi que ceux publiés par Kessler et al (Réf. II, 0,8) et concernant la diffusion des π dans le carbone à 62 Mev. Nous avons admis dans notre calcul que la section efficace était proportionnelle à $A^{2/3}$. Avec cette hypothèse, nous trouvons une section efficace de diffusion élastique et inélastique de l'ordre de 150 mb.

Compte tenu de l'efficacité du dépouillement, de l'énergie moyenne des π traversant la chambre et de la distance moyenne sur laquelle sont

observées les désintégrations, nous devons attendre moins de 0,15 diffusions de π dans nos 6.000 photographies.

En conclusion, nous négligerons également cette forme de contamination.

3° - Diffusions d'électrons

Mc. Cormick (Réf. II, 09) a donné la section efficace de diffusion selon des angles supérieurs à 10°, d'électrons dont la quantité de mouvement est d'environ 100 Mev/c. Appliquée à la densité du mélange gazeux de notre chambre, cette section efficace permet d'établir que la probabilité qu'a un électron de subir une telle diffusion est environ 4×10^{-6}. Or le nombre d'électrons traversant la chambre est environ 10 par photographie. La contamination de notre lot de K_2° en diffusions d'électrons est donc négligeable. En fait nous avons observé une telle diffusion d'électron.

4° - Paires d'électrons

α) Provenant de la matérialisation de γ. La probabilité pour qu'une paire d'électrons ait un angle supérieur à 20° est inférieure à 2×10^{-4} (Réf. II, 10). Or 100 paires d'électrons environ ont été repérées à Saclay pendant le dépouillement. La contamination reste donc négligeable.

β) Provenant de la désintégration de π°, créés dans le gaz de la chambre selon le mode $e^+ e^- \gamma$. Nous avons déjà indiqué que notre lot de 6.000 photographies contient 35 ± 26 étoiles de neutrons comportant un π^-. Le nombre de π° créés étant du même ordre de grandeur que celui des π^- et la fréquence relative du mode de désintégration $e^+ e^- \gamma$ du π° étant 1/80, nous négligeons cette forme de contamination.

5° - Les désintégrations $\pi \to \mu + \nu$

Nous avons trouvé parmi les 384 évènements V°, 64 évènements compatibles à 2 écarts avec des désintégrations en vol de π selon le mode $\pi \to \mu + \nu$.

Lorsqu'on considère ces évènements comme des K_2°, l'analyse dynamique les classe parmi les K_2° compatibles avec le mode de désintégration $\pi^+ \pi^- \pi^\circ$.

Il importe donc de s'assurer qu'en éliminant de tels évènements, ce que nous avons fait, nous n'éliminons pas de K_2°.

Nous donnerons quatre arguments en faveur de cette élimination. Ces quatre arguments, pris isolément, ne sont pas déterminants. Seule leur convergence justifie notre décision.

α) Parmi les 64 évènements considérés comme des désintégrations $\pi \rightarrow \mu + \nu$, 45 ont été classés comme π^-, 11 comme π^+, par la dynamique et l'ionisation. Pour 8 d'entre eux le signe n'a pu être déterminé.

Le premier argument est que le nombre de π^+ rapporté au nombre de π^- est cohérent avec la proportion de π^+ et π^- créés par des neutrons interagissant avec un noyau (Réf. II, 11).

β) 8 évènements proviennent de la paroi d'entrée, 39 de la paroi de sortie, 10 des écrans et 1 de l'arrière de la chambre; 6 ont une provenance incertaine. La proportion paroi d'entrée/paroi de sortie est en accord avec la grande quantité de matière rencontrée par le faisceau neutre à la sortie de la chambre (Deux parois de verre).

γ) La distribution des quantités de mouvement, dans le système du laboratoire, des π correspondant aux primaires des 64 évènements considérés comme désintégrations $\pi \rightarrow \mu + \nu$, présente un pic autour de 100 Mev/c, la quantité de mouvement maximum se situant vers 250 - 300 Mev/c. Si nous comparons ce spectre, par exemple, au spectre des quantités de mouvement des π créés sur du carbonne par des protons d'une énergie cinétique moyenne de 345 Mev (Réf. II, 12) nous constatons qu'elles sont compatibles.

δ) Enfin, nous avons comparé le nombre de π^- créés dans la paroi d'entrée au nombre de π^- créés dans le gaz de la chambre. La quantité de mouvement moyenne des π arrivant dans la chambre étant de 100 Mev/c, nous en avons déduit que les 6 désintégrations $\pi^- \rightarrow \mu + \nu$ provenant de la paroi d'entrée correspondent à 98 ± 40 π^- créés dans la paroi. Il a été tenu compte, dans ce calcul, de l'efficacité du dépouillement. Le rapport N_1/N_2 du nombre de π^- créés dans la paroi au nombre de π^- créés dans le gaz est donc : $N_1/N_2 = 2{,}8$ ±.

Il est compatible avec le rapport théorique $N_1/N_2 = 3{,}5$ calculé à partir des quantités de matière respective du mélange gazeux et de la paroi d'entrée de la chambre.

Pour les quatre raisons que nous venons de donner, nous avons éliminé du lot des 384 V°, 64 évènements considérés comme désintégrations $\pi \rightarrow \mu + \nu$.

Finalement ont été retenus comme K_2°, 320 évènements V° dont la contamination doit être considérée comme négligeable.

III - EVENEMENTS K_2° RETENUS POUR L'ANALYSE DYNAMIQUE.

Le calcul des quantités de mouvement, des flèches et de leurs erreurs a été fait pour chacun des 320 K_2°.

De façon à obtenir une précision suffisante dans la détermination

des quantités de mouvement des secondaires, nous n'avons gardé, pour l'analyse dynamique, que les évènements dont les secondaires ont des flèches supérieures à 2 mm.

Il ne semble pas que ce critère de flèche minimum ait favorisé les quantités de mouvement faibles car la distribution des quantités de mouvement des secondaires des K_2^o rejetés (Fig. II, 6) est compatible avec la distribution des quantités de mouvement des secondaires du lot conservé (Fig. II, 2). Ce qui prouve que les flèches faibles sont distribuées à peu près également entre les secondaires énergiques et ceux dont la trace visible est courte.

Finalement le nombre de K_2^o soumis à l'analyse a été de 283.

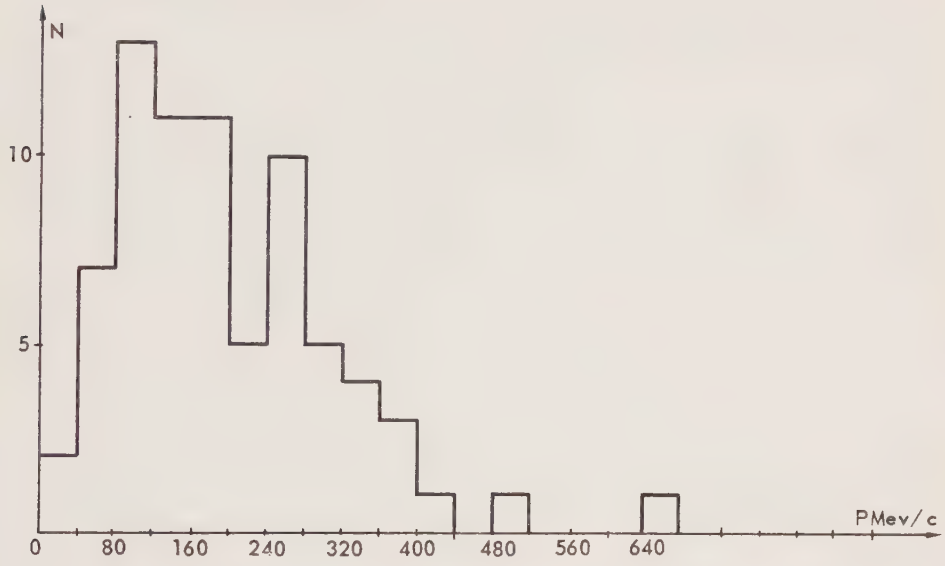


FIG II - 6 : DISTRIBUTION DES QUANTITES DE MOUVEMENTS DES SECONDAIRES POSITIFS ET NEGATIFS DES K_2^o REJETES (f < 2 mm)

IV - LIMITE SUPERIEURE DE LA PROPORTION DU MODE $\pi^+ \pi^-$ POUR LES K_2^o

Par ailleurs, parmi les 283 K_2^o, 3 évènements, compatibles avec les modes de désintégrations leptonique des K_2^o, ont été également trouvés compatibles à 1 écart avec la désintégration $K^o \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ et incompatible avec la désintégration $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$.

A partir des résultats expérimentaux relatifs à la régénération des K_1^o à partir des K_2^o (Réf. II, 13), nous avons calculé le nombre des K_1^o susceptibles d'avoir été régénérés dans notre chambre. Ces chiffres sont : 0,007 pour le gaz de la chambre et 0,014 pour la paroi d'entrée.

Cependant, parmi les points de désintégration des 283 K_2^o, le plus proche de la paroi d'entrée se trouve à une distance de 16 cm de celle-ci si bien que le nombre de K_1^o régénérés dans la paroi d'entrée et susceptibles d'être observés dans la chambre n'est que de : $0{,}014\ e^{-16/\lambda}$ où λ vaut environ 2 cm.

Nous en déduisons que les 3 évènements compatibles avec le mode $\pi^+ \pi^-$ ne sont très probablement pas des K_1^o régénérés et nous les conserverons dans le lot de K_2^o, pour lequel nous pouvons affirmer que le mode de désintégration $\pi^+ \pi^-$ a une fréquence inférieure ou égale à 1 %.

CHAPITRE III

ETUDE CINEMATIQUE DES EVENEMENTS ET INFORMATIONS COMPLEMENTAIRES (IONISATION)

L'examen des photographies nous fournit différentes informations qui sont :

1) la cinématique de l'évènement, c'est-à-dire l'impulsion $\vec{p}$ de chaque secondaire chargé, ainsi que la direction du K^o_2 dont on observe la désintégration.

2) l'ionisation des traces.

3) le comportement des secondaires chargés qui rencontrent les écrans.

4) les désintégrations en vol, éventuelles, de secondaires π ou μ L'analyse dynamique, déduite de la cinématique, fournit, pour chaque évènement, sa compatibilité avec chaque mode de désintégration. Par ailleurs, l'identification d'un secondaire chargé par ionisation, traversée d'écran ou désintégration dans la chambre, fournit, lorsqu'elle est possible, une information complémentaire.

I - ETUDE CINEMATIQUE

L'étude de la cinématique de chaque évènement consiste à reconstituer l'évènement dans l'espace et à déterminer le rayon de courbure de chaque trace de façon à en déduire les valeurs des quantités de mouvement des secondaires.

Nous avons vu au chapitre II, qu'à cause de la mauvaise rediffusion de l'alcool, les traces au minimum d'ionisation étaient souvent très pâles. Relever les coordonnées par appareil automatique était donc très difficile. Nous avons préféré employer la méthode utilisée au laboratoire pour les expériences faites au Pic du Midi. Je me contenterai donc d'en rappeler les points essentiels, l'étude détaillée en ayant déjà été faite dans différentes thèses (Réf. III, 1).

Les quatre vues étaient projetées de façon à reproduire à l'échelle 1 le plan de la glace avant. Les appareils utilisés, et qui avaient été construits spécialement pour cette expérience, comportaient des projecteurs fixés rigidement au plafond de la salle de mesure. La projection se faisait sans miroir intermédiaire sur des tables horizontales dont la planéité avait été très soignée.

Le réglage de la taille a été fait une fois pour toutes en agissant d'une part sur les vis callantes des projecteurs et d'autre part sur les vis des quatre pieds des tables.

a) **Mesure directe des courbures au calibre.**

Dans la plupart des cas une évaluation directe du rayon de courbure des trajectoires était faite au moyen de calibres. Ce procédé consiste à comparer la courbure des traces à celles d'arcs de cercle de rayons déterminés de façon à trouver les deux calibres qui encadrent la trace d'égale façon, par excès et par défaut.

Ces arcs de cercle ont été tracés soit par déformation de poutre prismatique sous moment constant, pour les grands rayons de courbure, soit par compas adéquat pour les faibles rayons. Leurs rayons de courbure ont été déterminés par méthode de moindres carrés à partir de pointés faits à la fraiseuse.

Dans cette mesure des courbures des traces au moyen de calibres, on peut admettre que c'est la flèche mesurée qui est une variable aléatoire gaussienne. On a admis de plus que la limite supérieure obtenue pour la flèche au cours de la mesure, permettait d'affirmer à 87 % de chance que la flèche vraie était inférieure à cette valeur. De même pour la flèche inférieure. Il en résulte que si Δf est la différence entre les flèches extrêmes, l'écart quadratique moyen est $\Delta f/3$. L'écart quadratique a été en moyenne de 3/10 mm.

Le calcul de la flèche dans l'espace était ensuite obtenue au moyen des "corrections" tenant compte de l'épaisseur des calibres et de la conicité des projections. (Nous avons admis que la distorsion des objectifs était négligeable). L'écart entre les diverses valeurs obtenues pour la flèche dans l'espace d'une même trace à partir des différentes projections, a été en moyenne inférieur à l'écart quadratique de la mesure.

b) **Mesure des courbures par relevé de coordonnées.**

En outre, le rayon de courbure de chaque trace était calculé à partir de la reconstitution de l'évènement dans l'espace. Cette reconstitution était faite de la façon suivante : les quatre vues étaient dessinées sur une même feuille, dans un système de référence fixé par quatre croix gravées sur la glace avant. Les deux bases de stéréo perpendiculaires étaient respectivement de 1.546 mm et 500 mm. Le choix de la base de stereo tenait compte de l'inclinaison des traces et de leur visibilité sur chacune des projections. Il était souvent différent pour les deux secondaires de l'évènement.

La reconstitution de l'évènement dans l'espace était faite à partir de deux projections seulement. Le calcul du rayon de courbure par méthode directe de moindres carrés sur les cercles (voir Annexe) a été effectué sur calculateur électronique Γ E T Bull, au moyen de programmes établis par nous-mêmes.

Pour l'estimation des erreurs sur les rayons, nous avons admis que l'erreur commise dans le pointé des traces était en moyenne de 2/10 mm. Cette estimation est celle qui résulte de pointés semblables effectués dans les expériences du Pic du Midi, à partir des trois vues stéréoscopiques.

c) **Meilleure estimation des quantités de mouvement.**

Pour obtenir la meilleure estimation de la quantité de mouvement d'un secondaire, nous avons combiné les résultats obtenus pour la courbure, par les mesures directes au calibre et par le relevé des coordonnées Cette combinaison a été effectuée par moyenne sur les flèches, en affectant à chaque valeur le poids $1/\frac{\Delta f}{f}$

d) **Erreurs sur l'estimation des quantités de mouvement**

1° - Erreur de mesure de courbure -

Nous avons obtenu l'erreur de mesure à affecter à l'estimation des rayons de courbure, en combinant quadratiquement les erreurs internes des mesures au calibre et des mesures par relevé de coordonnées, considérées comme indépendantes.

2° - Erreur systématique de distorsion gazeuse -

En l'absence d'étude systématique de la distorsion des traces introduite par les mouvements de convection du gaz de la chambre entre le début de formation des gouttes et la prise de la photographie, nous avons adopté pour cette erreur inconnue, une valeur voisine du double de celle obtenue dans la chambre de Wilson supérieure du Pic du Midi, par l'étude des masses des protons s'arrêtant dans la chambre inférieure. Nous pensons que la valeur adoptée est le bon ordre de grandeur pour les raisons suivantes :

α) Le compartiment central de la grande chambre de Saclay, bien que son volume soit nettement plus important que celui de la chambre du Pic du Midi, avait une hauteur inférieure à la hauteur de cette dernière.

β) L'intervalle de temps séparant la fin de la détente de la prise de vues était du même ordre de grandeur dans les expériences du Pic du Midi et la présente expérience.

3° - Erreur due à la diffusion des ions -

Nous l'avons considérée comme négligeable étant donné que les particules traversent la chambre lorsque la détente est terminée.

4° - Erreur due à la diffusion coulombienne -

La flèche introduite par la diffusion coulombienne est donnée en moyenne quadratique par la formule (voir par exemple Réf. III, 2)

$$f = L \times \frac{\sigma_s \sqrt{L}}{4\sqrt{6}}$$

où

$$\theta_s = \frac{E_s}{p\beta c} \frac{1}{\sqrt{x_o}} \quad (E_s = 21 \text{ Mev})$$

et où x_o est la longueur de radiation qui était de l'ordre de 1.000 mètres pour le mélange gazeux de la chambre.

On trouve :

$$f\,(\text{mm}) = 2{,}1 \times 10^{-3} \frac{L^{3/2}_{(\text{mm})}}{p\beta c\,(\text{Mev})}$$

Cette flèche parasite introduit une erreur négligeable devant les autres erreurs, pour la plupart des évènements

5° Erreur provenant de la mesure du champ magnétique -

Nous avons indiqué au chapitre I, d'une part quel était le degré d'uniformité du champ, et d'autre part comment avait été déterminée sa valeur absolue.

L'erreur sur la valeur absolue était négligeable devant l'erreur de lecture des ampèremètres photographiés, qui était inférieure à 3 %. L'erreur résultante sur les quantités de mouvement était négligeable devant les autres erreurs.

En définitive, l'erreur relative affectant les quantités de mouvement des secondaires a été en moyenne de 6 % .

II - ETUDE DE L'IONISATION

L'étude de l'ionisation était importante en ce sens que c'est elle qui, en définitive, (voir chapitre VI) nous a permis d'évaluer la proportion des modes de désintégration électroniques dans le lot des modes leptoniques. Cette étude était délicate pour les raisons suivantes :

1) L'aspect des traces était inhomogène, même sur un cliché donné. Les raisons doivent être cherchées dans la mauvaise rediffusion de l'alcool dans la chambre après quelques heures de fonctionnement, et dans l'inhomogénéité de l'éclairage de la chambre.

2) La présence d'électrons de faible énergie, qui accomplissaient de nombreux tours d'hélice avant de quitter la chambre, masquait les traces à étudier, particulièrement sur les vues autres que la vue centrale (appareil de contrôle).

Pour ces deux raisons l'étude de l'ionisation a été faite, d'une part sur la vue centrale et d'autre part selon la méthode suivante :

Nous avons systématiquement comparé, non pas l'ionisation d'un secondaire de K^{o}_{2} à celle d'une trace de référence, mais les ionisations des deux secondaires, et ceci très près du point de désintégration. Pour cela nous avons calculé, dans chaque hypothèse de mode de désintégration, les ionisations apparentes attendues en projection, et nous avons comparé leur rapport au rapport des ionisations observées.

Cette méthode nous a conduit par l'élimination de certains modes, soit à l'élimination d'hypothèses π, μ ou électron pour les secondaires, soit à leur identification. L'élimination n'a été décidée que dans les deux cas suivants :

- identité constatée alors que le rapport calculé était au moins 2
- distinction appréciée alors que le rapport calculé était voisin de 1.

Enfin, dans un grand nombre de cas, nous avons contrôlé nos conclusions en comparant les ionisations retenues avec celles de traces (électrons ou protons) situées au voisinage immédiat des secondaires.

Le tableau suivant résume les informations dues à l'ionisation concernant le lot définitif des 283 K^{o}_{2}.

secondaires éliminés en tant que π	14
secondaires identifiés en tant que π	13
secondaires éliminés en tant que e	53
secondaires identifiés en tant que e	18
secondaires éliminés en tant que μ	0
secondaires identifiés en tant que μ	3

Les identifications et les éliminations les plus fréquentes ont été celles d'électrons. Elles ont pu être considérées comme sûres dans la bande de quantités de mouvement (0-80) Mev/ c (voir chap. VI).

A l'appui de notre méthode nous remarquerons d'une part, qu'aucune identification de secondaire par ionisation n'a été en contradiction avec les informations fournies par l'analyse dynamique et que, d'autre part, les identifications de modes par ionisation ont été confirmées par l'analyse dynamique dans les cas où les deux méthodes fournissaient simultanément une identification (voir chap. VI).

III - ETUDE DES TRAVERSEES D'ECRANS

a) Moyens d'identification

Lorsqu'unsecondaire de K^0_2 rencontre un des deux écrans de cuivre, il peut, soit s'arrêter dans l'écran, soit interagir avec un noyau en donnant ou non des produits d'interaction au delà des écrans, soit traverser l'écran en perdant une partie de son énergie. Son comportement est fonction de sa quantité de mouvement et, pour certaines bandes d'énergie, est différent selon qu'il s'agit d'un $\pi^{\mp}$, $\mu^{\mp}$ ou d'un électron.

En fait, étant donné l'énergie moyenne des secondaires de nos K^0_2, les interactions de π dans le cuivre pouvant donner des produits visibles au delà des écrans ont été très rares.

De plus, les pertes d'énergie respectives d'un π ou d'un μ, la plupart du temps très voisines, ont rarement permis la discrimination π-μ. En effet, d'une part les différentes incidences selon lesquelles les secondaires frappaient les écrans et d'autre part, la bande d'énergie pour laquelle la discrimination est possible, ne pouvaient que rarement s'accommoder d'une épaisseur d'écran donnée. La raison en est que la plage d'énergie selon laquelle la discrimination $\pi - \mu$ est possible pour un parcours donné (voir Fig. III, 1) est d'autant plus étroite que la précision, selon laquelle sont connues les quantités de mouvement, est plus faible. Et l'erreur affectant les mesures de courbure de traces au delà des écrans était bien supérieure, dans la majorité des cas, à l'erreur affectant les mesures de courbure des traces entre les deux écrans.

En conséquence, les informations fournies par l'étude des traversées d'écran ont été, en grande partie, relatives au comportement des électrons à leur passage dans le cuivre.

La figure III, 2, extraite des résultats expérimentaux publiés par d'Andlau (Réf. III, 3), reproduit les courbes donnant, pour différentes énergies de l'électron incident, le nombre moyen d'électrons sortants en fonction de l'épaisseur de matière en longueurs de radiation. Nous constatons que, pour des électrons d'une quantité de mouvement moyenne de 200 Mev/ c, la probabilité d'observer des électrons au delà des écrans est maximum pour des parcours de l'ordre de 2 longueurs de radiation (13 g/ cm2 dans le cuivre). L'épaisseur d'écran de 2 cm que nous avions adoptée correspond à des parcours supérieurs ou égaux à 1,4 longueurs de radiation.

Nous disposions ainsi de deux possibilités d'identification d'électrons :

- soit par la présence d'une gerbe électronique au delà des écrans, dans le cas de secondaires énergiques.

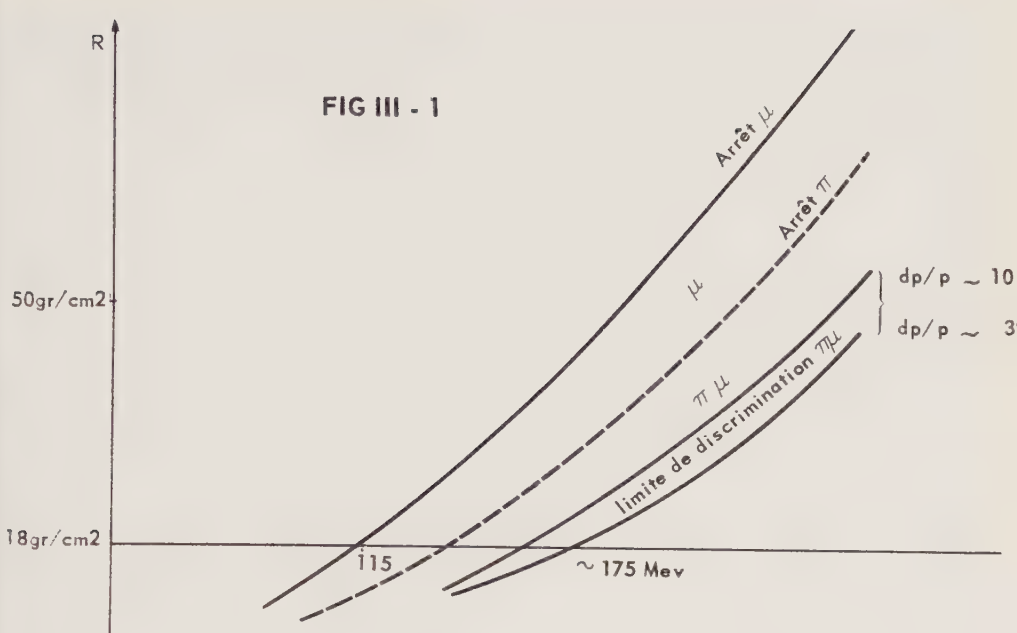


FIG III - 1

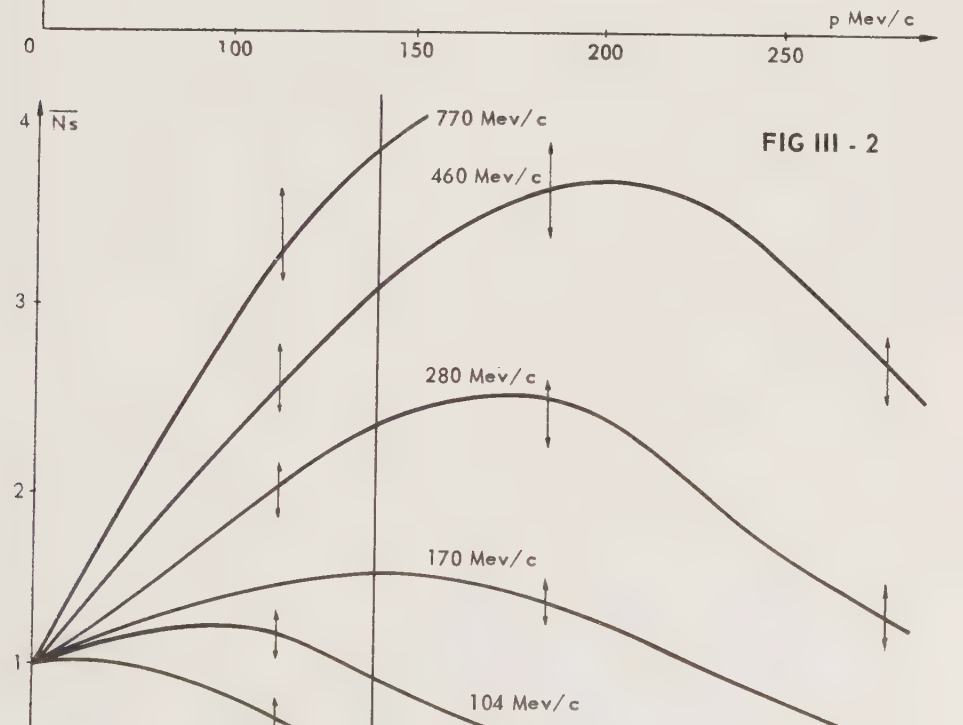


FIG III - 2

- soit par l'élimination des hypothèses π et μ qui, dans le cas des secondaires les moins énergiques, auraient dû s'arrêter.

b) **Estimation du parcours et de son erreur.**

L'estimation du parcours a été faite selon la formule (Réf. III, 4)

$$\langle R \rangle = \frac{h}{\cos\left|\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\right|}$$

où θ_1 et θ_2 sont respectivement les angles d'incidence et d'émergence des traces et h l'épaisseur de l'écran.

Le calcul d'erreur a tenu compte des erreurs sur les angles et de la diffusion coulombienne subie par la particule à son passage dans le cuivre, cette dernière étant prépondérante.

c) **Résultats**

Environ 30 % des traces ont rencontré un des écrans. Nous avons recueilli 24 informations parmi lesquelles 13 identifications d'électrons et 2 identifications de π.

IV - AUTRES INFORMATIONS

Nous devons ajouter aux informations complémentaires constituées par l'étude de l'ionisation et des traversées, celles données par les désintégrations en vol de certains secondaires. Elles ont permis d'identifier 7 secondaires en tant que π et 2 en tant que μ.

Signalons enfin un évènement présentant une paire de Dalitz et, en conséquence, identifié comme K^0_2 se désintégrant selon le mode $\pi^+ \pi^- \pi^0$.

CHAPITRE IV

ANALYSE DYNAMIQUE DES EVENEMENTS

Ce chapitre est consacré à l'analyse dynamique du lot des 283 K_2^o. La résolution des équations de conservation de l'impulsion et de l'énergie conduit, en général, à un indétermination affectant les valeurs de la quantité de mouvement et de l'énergie du K_2^o. Nous allons voir, au cours de la résolution de ces équations, que le choix d'un système de référence non classique s'impose, tant par la simplicité des calculs qui en découle que par le caractère que prend l'indétermination dans ce système particulier.

I - CHOIX DU SYSTEME S' - CONDITION DYNAMIQUE

a) Méthode classique

1° - Equations de conservation de l'impulsion et de l'énergie dans la désintégration en 3 corps d'un K_2^o.

A partir des dimensions et de l'emplacement de la cible d'une part, et des coordonnées du point de désintégration de chaque évènement d'autre part, nous pouvons calculer avec précision la direction du primaire K_2^o. L'étude dynamique consiste donc à déterminer, pour chaque mode de désintégration, les quatre inconnues constituées par les 3 composantes de l'impulsion du secondaire neutre et l'énergie du primaire. Nous disposons pour cela de quatre équations.

Dans un système de référence (I) en translation uniforme par rapport au système du laboratoire parallèlement à la direction du K_2^o (ou le système du laboratoire lui-même), les équations de conservation de l'impulsion et de l'énergie sont les suivants :

$$\text{Système I} \begin{cases} P = \Sigma p_L + p_{3L} & (1) \\ O = \Sigma \vec{p_T} + \vec{p_{3T}} & (2)\ (3) \\ U = \Sigma u + u_3 & (4) \end{cases}$$

La sommation Σ est relative aux deux secondaires chargés, l'indice 3 au secondaire neutre; P et U sont respectivement la quantité de mouvement et l'énergie totale du K_2^o ; p_L et $\vec{p_T}$ représentent les composantes longitudinales et transversales d'une impulsion $\vec{p}$.

Les équations (2) et (3) permettent de fixer sans ambiguité la valeur de la composante transversale de l'impulsion du secondaire neutre.

Les équations (1) et (4) permettent de résoudre le système (I) en p_{3L} et U.

Après élimination de p_{3L} entre (1) et (4), la résolution du système (I) revient donc finalement à la résolution de l'équation :

$$(U - \Sigma u)^2 = u_3^2$$

soit : $$P^2 + M_o^2 - 2\,U\,\Sigma u + (\Sigma u)^2 = m_3^2 + {p_{3T}}^2 + (P - \Sigma_{pL})^2 \quad (5)$$

Envisageons certains modes de désintégration du K_2^o. Il correspondra à chaque mode des hypothèses de masses déterminées qui fixeront les coefficients de l'équation (5).

2° - Condition de compatibilité

Dans tous les cas ou l'évènement considéré sera compatible avec un ou plusieurs modes de désintégration, l'équation (5) aura 2 solutions. La méthode habituelle consiste à étudier le signe du discriminant Δ de l'équation du second degré obtenue en élevant au carré l'équation (5).

La condition de compatibilité d'un évènement avec un mode de désintégration donné est alors :

$$\Delta \geqslant O$$

3° - Inconvénients de cette méthode

α) Dans le cas d'un évènement compatible avec un mode de désintégration, il ne sera presque jamais possible de lever l'indétermination affectant l'impulsion ou l'énergie du K_2^o. En effet, supposons, par exemple, que le système de référence choisi soit le système du Laboratoire, l'indétermination n'est levée que si l'une des deux solutions donnant la quantité de mouvement du K_2^o est, soit négative, soit supérieure à la valeur de la quantité de mouvement maximum du K_2^o. Ces cas sont rares.

β) Supposons que nous voulions étudier le spectre d'une quantité liée à chaque évènement, et ceci dans une hypothèse de désintégration donnée. Des quantités, telles que l'énergie ou la quantité de mouvement du K_2^o, outre leur indétermination, seront imaginaires pour les évènements à Δ négatifs. Il sera donc impossible d'en dresser des spectres.

Par contre, une quantité, telle que le discriminant Δ, a une valeur parfaitement déterminée, réelle, positive ou négative, pour chaque évènement et dans chaque hypothèse du mode de désintégration. Nous pouvons donc en dresser des spectres. Malheureusement cette quantité n'a pas de signification physique simple.

b) **Introduction d'un nouveau système de référence**

1 - Résolution du système d'équation

Considérons donc à nouveau l'équation (5) et choisissons un

système de référence, que nous appellerons S', tel que la somme des impulsions longitudinales des deux secondaires chargés soit nulle. Dans ce système, nous pouvons résoudre directement l'équation (5) par rapport à U.

Nous conviendrons désormais d'affecter de l'indice prime toutes les quantités de mouvement évaluées dans le système S', les quantités sans indice étant relatives au système du Laboratoire. Avec ces conventions la résolution de l'équation (5) nous donne :

$$U' = \frac{M_0^2 + (\Sigma u')^2 - (m_3^2 + p_{3T}^2)}{2 \Sigma u'}$$

Le système S' est caractérisé par sa vitesse β de translation par rapport au système du laboratoire S : $\beta = \Sigma_{pL} / \Sigma u$. Par ailleurs : $\Sigma u' = \sqrt{(\Sigma u)^2 - (\Sigma p_L)^2}$; on trouve que, dans le système S', chaque K_2^o a une énergie U' dont la valeur est toujours définie, réelle et positive, quel que soit le mode de désintégration. A cette énergie U' correspondent deux valeurs opposées de la quantité de mouvement P'.

On voit donc que, dans le cas de notre étude, le système du centre de masse habituellement utilisé, cesse d'être avantageux.

Dans ce qui suit nous appellerons β' la vitesse relative du système du centre de masse S* par rapport au système S' : $\mp \left| P' \right| / U'$.

Il y a lieu de remarquer que dans le système S* existe une quantité qui est déterminée au signe près : c'est p_{3L}.

Les différentes caractéristiques des systèmes S, S' et S* sont illustrées par la figure (IV, 1).

2° - Condition de compatibilité

Il importe donc maintenant de fixer la condition dynamique entrainant la compatibilité ou non compatibilité d'un évènement avec un ou plusieurs modes de désintégration. Le mode de désintégration envisagé sera possible dès que l'énergie cinétique T' = U' - M du K_2^o sera positive ou nulle : $T' \geqslant 0$.

3° - Avantages du système S'

Ils sont de deux sortes :

α) Dans ce système, la quantité en fonction de laquelle s'exprime la compatibilité d'un évènement donné avec un mode de désintégration donné, est une quantité qui, d'une part est toujours réelle et d'autre part, a une signification physique immédiate lorsque le mode est compatible puisque ce n'est autre que l'énergie cinétique T' du K_2^o dans le système S'. Nous pouvons donc toujours en dresser des spectres expérimentaux.

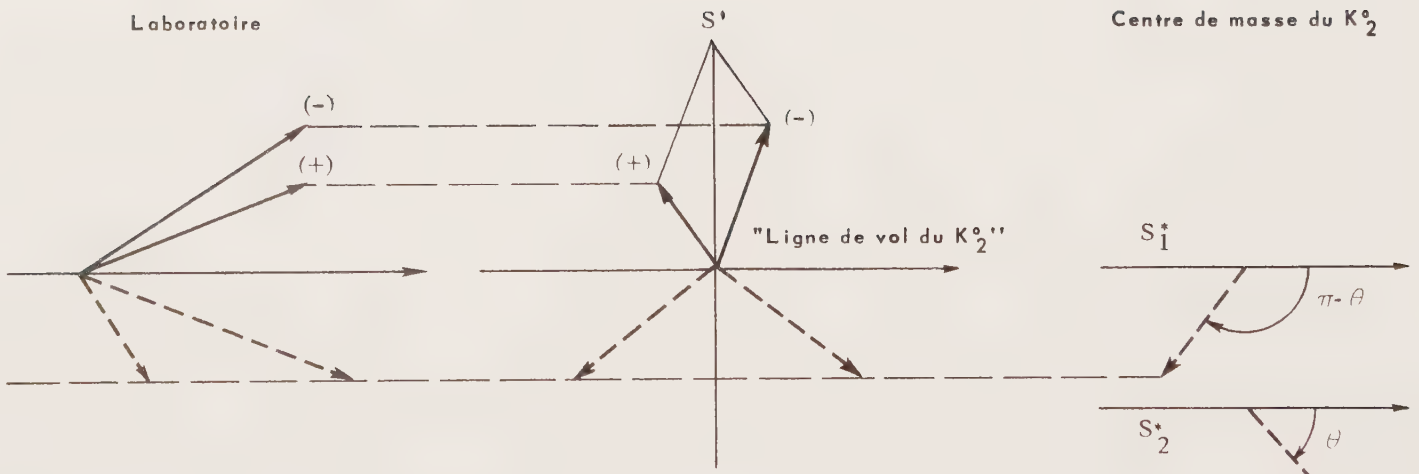


Fig. IV, 1

$P = \Sigma p_L + p_{3L}$

$O = \Sigma \vec{p}_T + \vec{p}_{3T}$

$U = \Sigma u + u_3$

$P' = p'_{3L}$

$O = \Sigma \vec{p}_T + \vec{p}_{3T}$

$U' = \Sigma u' + u'_3$

$O = \Sigma \vec{p}^* + \vec{p}_3^*$

$M_o = \Sigma u^* + u_3^*$

β) De plus l'énergie cinétique T' du K^0_2 dans le système S' ne dépend que de l'impulsion du secondaire neutre dans le centre de masse du K^0_2 et est indépendante de l'énergie du K^0_2 dans le laboratoire. En effet, il est aisé de voir, sur les équations de Lorentz décrivant le passage du système S' au système S*, que la vitesse relative β' des deux systèmes peut s'exprimer en fonction de la quantité de mouvement du secondaire neutre et de l'angle que fait son impulsion $p\vec{3}$ avec une direction arbitraire. dans le système du centre de masse : $\beta' = P^*_{3L} / M_o \cdot u_3^*$
D'où l'énergie $U' = M_o / \sqrt{1 - \beta^2}$ du K^0_2 dans le système S'.

Ceci nous a permis, moyennant certaines hypothèses théoriques concernant les désintégrations du K^0_2 dans le système de son centre de masse, de dresser les distributions théoriques correspondantes de T', que nous avons comparées aux spectres expérimentaux obtenus.

II - SEPARATION EN MODES LEPTONIQUES ET NON LEPTONIQUES

(Première approximation)

Dans toute notre étude, les modes de désintégration envisagés des K^0_2 ont été les suivants : $\pi+\pi-\pi^0$, $\pi+\mu-\nu$, $\pi-\mu+\nu$, $\pi+e-\nu$, $\pi-e+\nu$ (N.B.).

Désormais nous affecterons de l'indice 3π, $\pi+\mu-$ etc... l'énergie cinétique T' des K^0_2 calculée dans l'hypothèse de désintégration correspondante.

a) Considérations sur T'.

Avant d'entreprendre l'analyse dynamique proprement dite, nous allons faire certaines remarques concernant le comportement de T' dans les différentes hypothèses.

1) Considérons un évènement de cinématique connue, c'est-à-dire dont la direction du primaire et les impulsions des deux secondaires chargés (donc la composante transversale de l'impulsion du secondaire neutre) ont été déterminées. Alors, la valeur de T' ne dépend plus que des hypothèses de masse. On peut voir sur l'expression générale de T'

$$T' = \frac{M_o^2 + (\Sigma u')^2 - (m_3^2 + p_{3T}^2)}{2(\Sigma u')} - M_o$$

que $T'_{3\pi}$ a une valeur inférieure à l'une quelconque des valeurs de T' calculées dans les hypothèses de désintégration leptonique. Nous en déduisons donc que : *tout évènement compatible avec le mode de désintégration $\pi+\pi-\pi^0$ est aussi compatible avec les modes de désintégration leptonique.*

N.B. - Nous n'avons pas envisagé le mode $\pi+\pi-\gamma$ parce qu'il nous était impossible de le séparer, par l'analyse dynamique, des modes $\pi\mu\nu$ et que, par ailleurs, nous ne pouvions pas mettre le γ en évidence par sa matérialisation.

2) Par ailleurs, considérons les modes de désintégration leptonique, comportant un $\pi+$ par exemple. Pour un évènement, $T'_{\pi+\mu-}$ a toujours une valeur inférieure à celle de $T'_{\pi+e-}$. En général, s'il n'existe pas une grande asymétrie entre les deux secondaires chargés, pour un évènement donné : $T'_{\pi\mu} < T'_{\pi e}$. Il en résulte que : *un certain nombre d'évènements pourront être identifiés complètement par l'analyse dynamique, en tant que K^0_2 se désintégrant selon les modes électroniques.*

Nous verrons au chapitre VI que ces quelques évènements confirment les identifications d'électrons obtenues à partir de l'étude de l'ionisation, mais ne peuvent donner une bonne estimation de la fréquence relative des modes électroniques par rapport aux modes leptoniques.

b) **Séparation en modes leptoniques et non leptonique**

1° - Séparation par la valeur de $T'_{3\pi}$

Une première séparation en modes leptoniques et non leptonique a été obtenue de la façon suivante. Considérons l'ensemble des 283 K^0_2. Pour chaque évènement nous calculons, dans le système S', la valeur de l'énergie cinétique $T'_{3\pi}$ des K^0_2 dans l'hypothèse de désintégration $\pi+\pi-\pi-$. Nous classons alors les évènements en 2 lots. Un premier lot que nous appellerons "lot 3π" sera formé des évènements pour lesquels $T'_{3\pi}$ est positif ou compatible avec une valeur positive à 2 écarts, compte tenu des erreurs expérimentales. Le lot 3π ainsi défini comprend 71 évènements. Le second lot, que nous appellerons "lot μe" est formé des 212 évènements restants qui sont donc tels que, pour chacun d'eux, $T'_{3\pi}$ est négatif à plus de 2 écarts. Examinons les caractéristiques de ces deux lots et justifions ainsi leur dénomination.

- D'abord, nous pouvons affirmer à 98 % de chance que le lot 3π, ainsi défini, contient la totalité des K^0_2 se désintégrant selon le mode $\pi+\pi-\pi^0$. Mais il peut aussi contenir des K^0_2 se désintégrant selon les modes leptoniques puisque tout évènement compatible avec le mode non leptonique est également compatible avec les modes leptoniques.

Ces 71 évènements rapportés aux 283 K^0_2 constituent donc une limite supérieure de la fréquence du mode de désintégration $\pi+\pi-\pi^0$ par rapport aux modes chargés de désintégration.

- Le lot μe, par contre, est un lot qui ne contient pratiquement pas d'évènements se désintégrant selon le mode chargé 3π. Il est un mélange incomplet d'évènements $\pi\mu\nu$ et $\pi e\nu$.

2° - Séparation sur le spectre $T'_{3\pi}$

La séparation en deux lots ainsi définie est fortement confirmée par l'aspect du spectre expérimental des $T'_{3\pi}$ reproduit sur la figure (IV, 2)

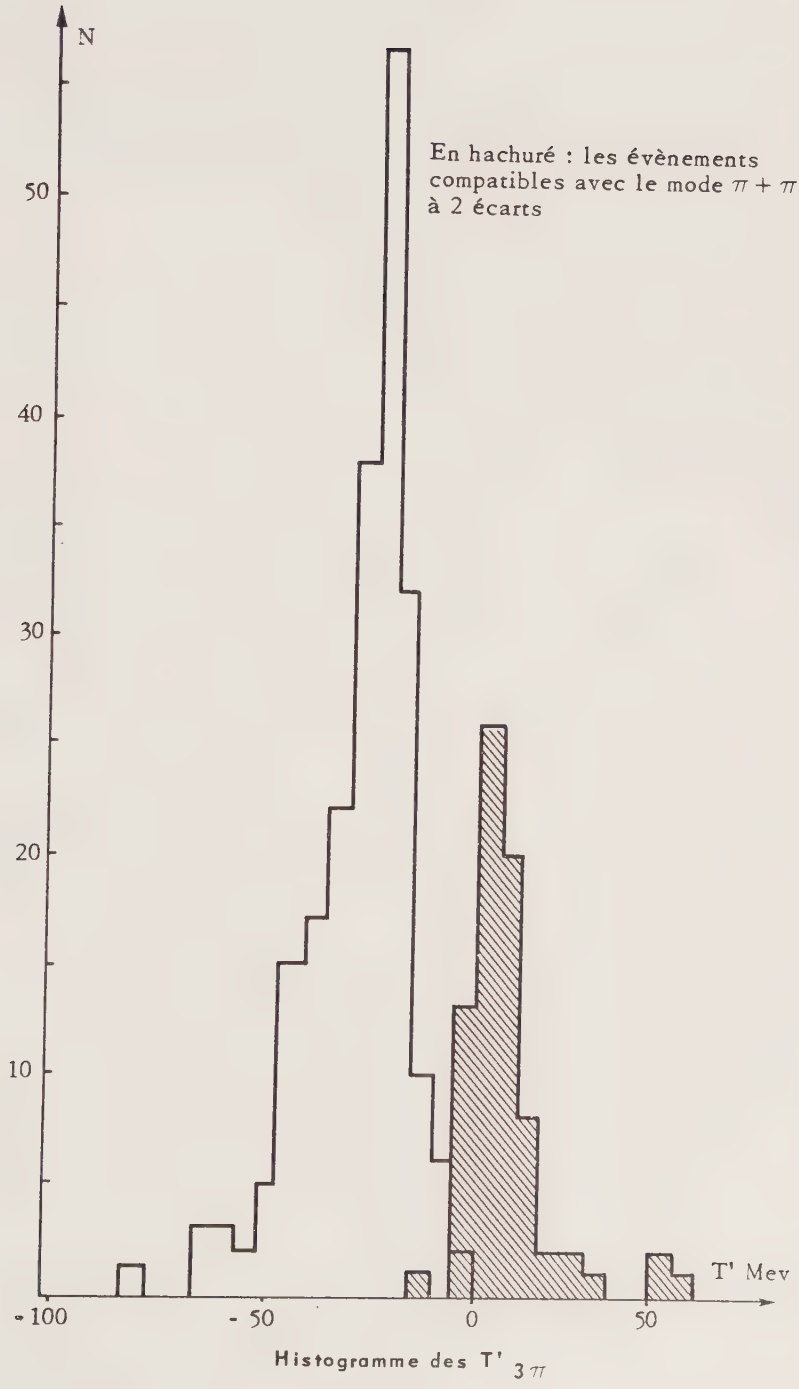

N
50
40
30
20
10
En hachuré : les évènements
compatibles avec le mode $\pi + \pi - \pi^0$
à 2 écarts
T' Mev
- 100
- 50
0
50
Histogramme des T' 3π

FIG. IV-2

α) En effet la forme du spectre, constituée très nettement de 2 pics, suggère à elle seule une séparation en 2 lots distincts.

β) Et nous constatons que cette séparation est compatible avec la coupure faite sur les valeurs de $T'_{3\pi}$.

Toutefois la distribution correspondant au lot μe a certainement une queue sous le pic du lot 3π. La distribution μe est en effet tronquée autour de la valeur $T'_{3\pi} = 5$ Mev. Ceci résulte de la définition du lot 3π et du fait que les erreurs Δ T' sont assez homogènes, consécutivement à notre critère de flèche minimum.

3° - Confirmation par l'aspect des spectres $T'_{\pi\mu}$ et $T'_{\pi e}$

Nous retrouvons nettement sur les quatre spectres expérimentaux $T'_{\pi\mu}$ et $T'_{\pi e}$ le pic du lot 3π (fig. IV, 3 et 4). Cependant celui-ci est d'autant plus déformé que l'hypothèse de masse est plus éloignée de l'hypothèse 3π.

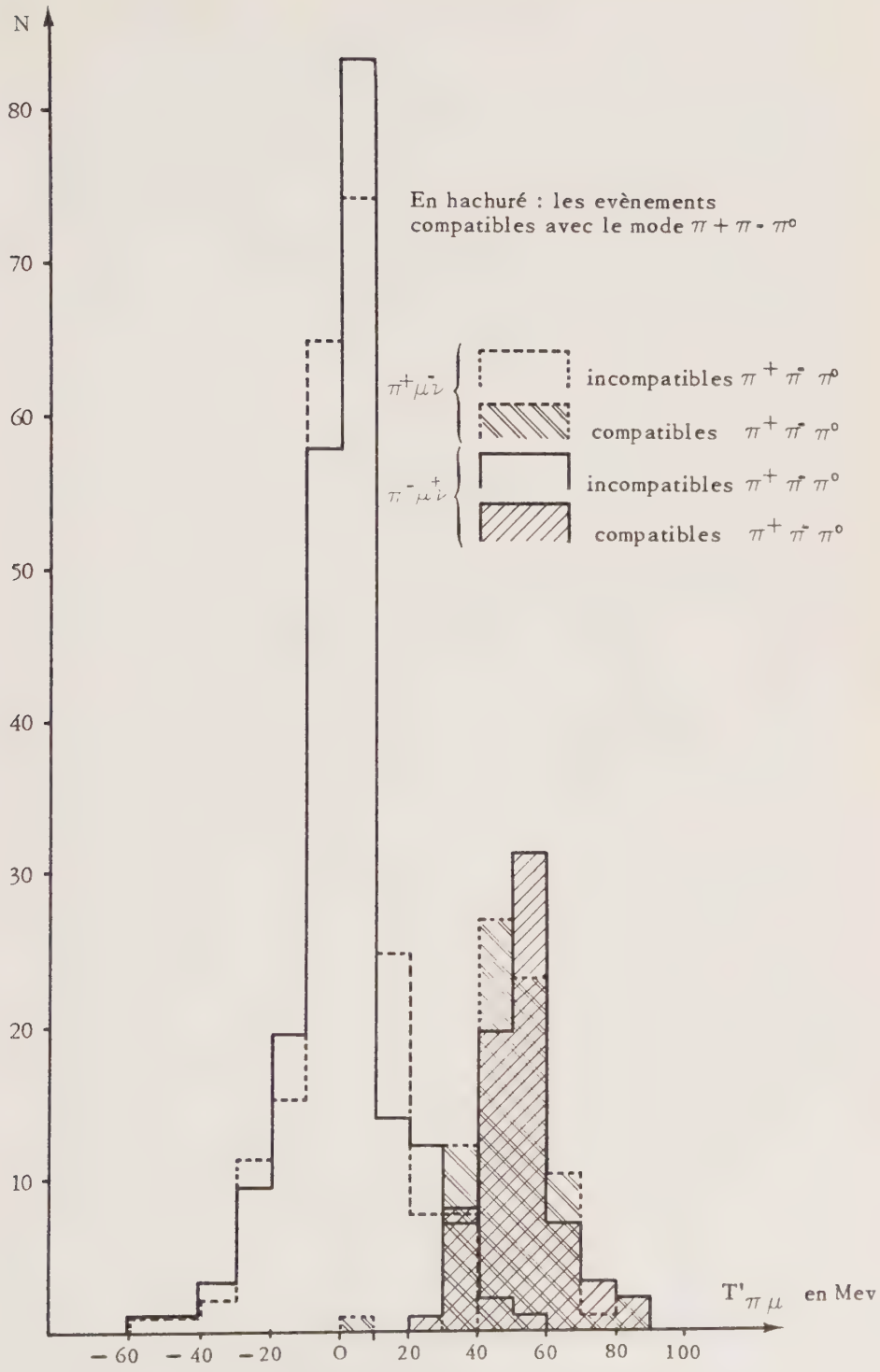
Remarque :

En ce qui concerne la discrimination des modes muoniques et des modes électroniques, il apparaît sur les spectres qu'elle est pratiquement impossible. Ceci s'explique car l'expression T', très sensible aux différentes hypothèses de masse faites sur le secondaire neutre, est par contre très peu sensible à la différence de masse du μ et de l'électron.

c) Remarques concernant la valeur moyenne d'un T' pour le mode correspondant.

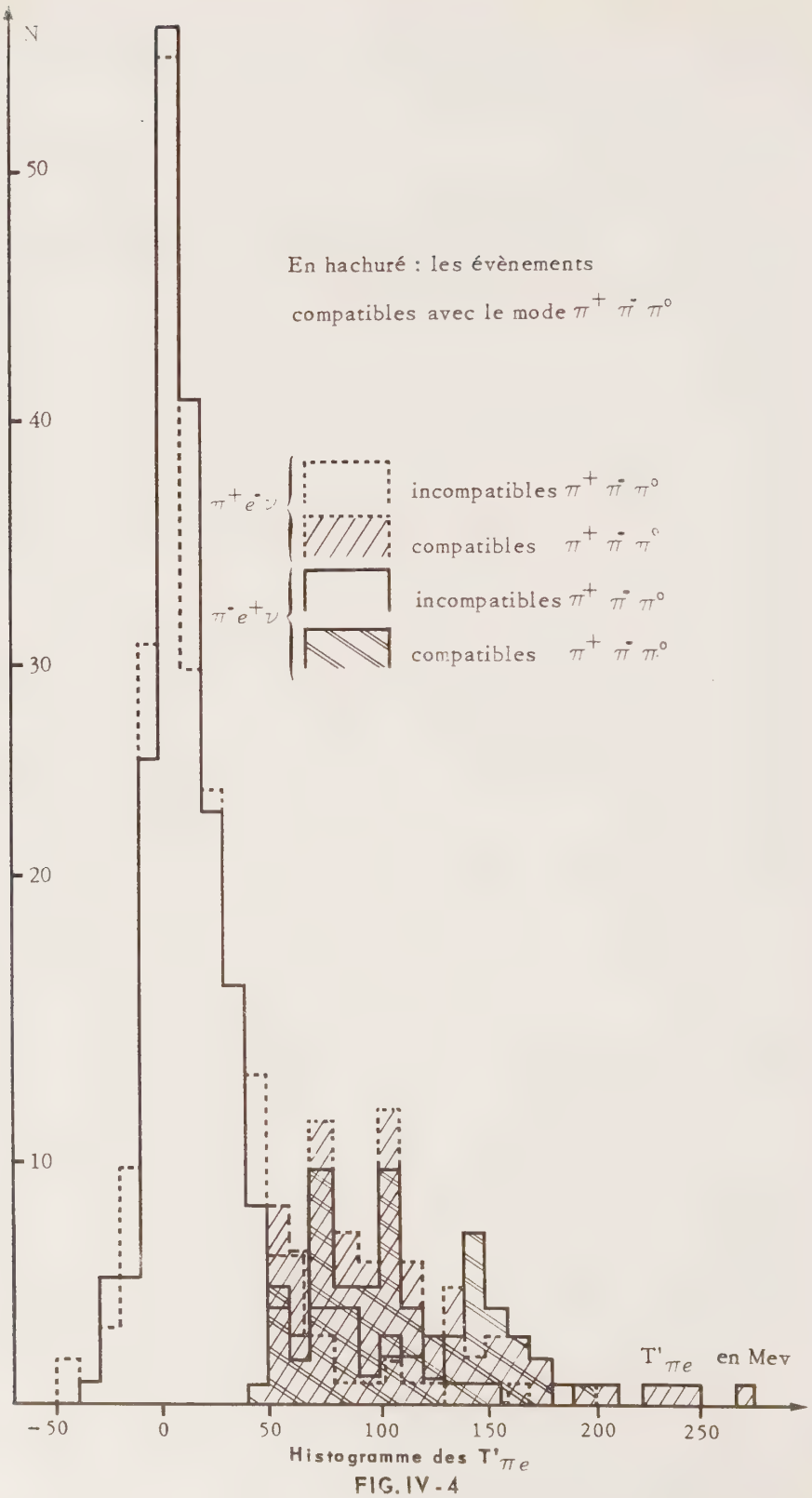
L'aspect des quatre spectres expérimentaux des T' leptoniques et du spectre $T'_{3\pi}$ montre assez nettement que la valeur moyenne d'un T', pour les évènements calculés dans l'hypothèse correcte de désintégration, est faible et probablement inférieure à 10 Mev, quelque soit le mode de désintégration.

Ceci se comprend si l'on rappelle que T' peut s'exprimer en fonction des caractéristiques cinématiques du secondaire neutre dans le système du centre de masse. Sa valeur moyenne, pour les évènements calculés suivant la bonne hypothèse de désintégration, ne dépend que de la distribution cinématique des secondaires dans le système du centre de masse et est indépendante de l'énergie du K^o_2 dans le laboratoire. De plus, nous verrons au prochain chapitre que ces distributions diffèrent assez peu d'un mode à l'autre. Par contre l'étalement de nos spectres expérimentaux dépend du mélange des modes et de la précision de nos mesures où joue l'énergie du K^o_2.



Histogramme des $T'_{\pi\mu}$

FIG. IV-3



Histogramme des $T'_{\pi e}$

FIG. IV - 4

III - INFORMATIONS COMPLEMENTAIRES

a) **Informations obtenues.**

Les informations provenant de l'étude de l'ionisation, des traversées d'écrans et des désintégrations en vol de secondaires, ne nous ont pas permis à elles seules de déterminer les limites inférieure et supérieure de la contamination du "lot 3π" en évènements leptoniques.

Par contre, ces informations, qui figurent dans le tableau ci-après, nous apportent les confirmations et infirmations suivantes :

1) Aucun secondaire des évènements du "lot 3π" n'a été identifié en tant qu'électron.

2) Sur 71 évènements du "lot 3π", 10 secondaires ont été identifiés en tant que π, alors que 5 seulement l'ont été sur les 212 évènements du "lot μe".

3) Sur les 71 évènements du "lot 3π", 26 secondaires ont été éliminés en tant qu'électrons tandis que 30 seulement l'ont été parmi les 212 évènements du "lot μe".

4) Précisons en outre que les deux seuls évènements entièrement identifiés comme K^0_2 se désintégrant selon le mode $\pi+\pi-\pi^0$ se trouvent effectivement parmi les évènements du "lot 3π" (1 évènement dont les deux secondaires avaient été identifiés en tant que π par ionisation et 1 évènement présentant à son sommet une paire de Dalitz).

Par contre, 6 secondaires des évènements appartenant au "lot 3π" ont été éliminés en tant que mésons π. Ceci nous montre que le lot est tout de même contaminé. Nous en tirons les conséquences dans le prochain paragraphe.

Lot 3π (71 évènements)		Lot leptonique (212 évènements)	
Traces identifiees en tant que e	0	Traces identifiées en tant que e	31
Traces identifiées en tant que π	10	Traces identifiées en tant que π	5
Traces identifiées en tant que μ	0	Traces identifiées en tant que μ	3
Traces éliminées en tant que e	26	Traces éliminées en tant que e	30
Traces éliminées en tant que π	6	Traces éliminées en tant que π	12
Traces éliminées en tant que μ	1	Traces éliminées en tant que μ	1

b) **Nouvelle estimation du "lot 3π".**

Parmi les 6 secondaires éliminés en tant que π et se trouvant dans le "lot 3π", 5 l'ont été par l'étude de l'ionisation. Cette étude était délicate et, de ce fait, a été soigneusement exécutée en ignorant volontairement les indications fournies par l'analyse dynamique. Nous pouvons donc dire que, parmi les 71 évènements du "lot 3π", 6 évènements au moins ne peuvent être des K^0_2 se désintégrant selon le mode 3π chargé. En conséquence, nous considérerons désormais que le "lot 3π", défini comme la limite supérieure de la fréquence du mode de désintégration $\pi+\pi-\pi^0$, est constitué de 65 évènements. Parallèlement le "lot μe" contiendra 218 évènements.

Il importe donc maintenant, de déterminer la limite supérieure de la contamination du "lot 3π" en évènements leptoniques, de façon a obtenir pour le mode de désintégration $\pi+\pi-\pi^0$ un rapport de branchement affecté de son erreur. Ceci fera l'objet du prochain chapitre.

CHAPITRE V

ETUDE DE LA PROPORTION RELATIVE DES DESINTEGRATIONS LEPTONIQUE ET NON LEPTONIQUE

Nous avons vu au chapitre précédent que l'examen des spectres expérimentaux de T' dans les différentes hypothèses de désintégration ne nous permettait pas de déterminer la contamination, en évènements leptoniques, du lot d'évènements compatibles avec le mode $\pi^+ \pi^- \pi^\circ$.

Par contre, T' pouvant s'exprimer en fonction de l'impulsion du secondaire neutre dans le système du centre de masse, nous avons construit des distributions théoriques de T', dont la comparaison avec les spectres expérimentaux nous a permis d'obtenir une limite supérieure de la contamination.

Nous avons adopté des distributions théoriques différentes pour les divers modes de désintégration pour tenir compte des hypothèses couramment émises concernant ces modes.

Il s'ensuit que de telles distributions ne sont pas, en général, directement comparables aux spectres expérimentaux.

C'est le cas, par exemple, d'une distribution théorique $T'_{\pi\mu}$ normalisée aux 218 évènements du lot leptonique. En effet elle représente un lot pur, différent de notre lot leptonique qui, lui, est un mélange d'évènements $\pi \mu \nu$ et $\pi e \nu$, indistinctement calculés dans l'hypothèse de désintégration $\pi \mu \nu$.

Le lot 3π, au contraire, peut être considéré comme un lot relativement pur si sa contamination en évènements leptoniques est peu importante, comme nous le montrerons.

I - DISTRIBUTIONS THEORIQUES DES T'

a) **Distribution des désintégrations dans le système du centre de masse.**

Nous considérons la désintégration en 3 corps d'un K_2° selon l'un quelconque des modes leptoniques ou non leptonique.

Nous savons que la probabilité de transition à la forme :

$$\int d^3p_1 \int d^3p_2 \int d^3p_3 \; \delta(\Sigma \vec{p_i}) \; \delta(M_o - w_i) \left| \frac{M}{\sqrt{w_1 w_2 w_3}} \right|^2$$

où $\vec{p_1}$, $\vec{p_2}$, $\vec{p_3}$ sont les impulsions des trois secondaires dans le système

du centre de masse du K, w_i l'énergie totale du $i^{ème}$ secondaire et M, l'élément de matrice, invariant relativiste, responsable de la transition.

Puisque T' peut s'exprimer uniquement en fonction de la quantité de mouvement p_3 du secondaire neutre dans le système du centre de masse du K et de l'angle θ_3 que fait ce secondaire neutre avec une direction fixe arbitraire, nous nous intéresserons à la distribution des désintégrations suivant la quantité de mouvement p_3 du secondaire neutre et l'angle θ_3 que fait ce secondaire avec une direction fixe. C'est dire que nous cherchons une probabilité de la forme :

$$\Gamma \, dw_3 \, d(\cos \theta_3)$$

Exprimons le volume de l'espace des phases en coordonnées polaires et introduisons l'angle θ_{13} entre les secondaires 1 et 3. Après intégration sur φ_1, φ_3 et p_2, par exemple, on a :

$$\Gamma \, dw_3 \, d(\cos \theta_3) \propto \frac{p_3}{w_3} dp_3 \, d(\cos \theta_3) \, \frac{p_3 \, p_1}{w_1 \, w_2} \, dp_1 \, d(\cos \theta_{13}) \, |M|^2 \times \delta (M_o - \Sigma w_i) \quad (1)$$

où p_1 et θ_{13} jouent le rôle de variables indépendantes à condition de garder sous le signe somme la fonction $\delta (M_o - \Sigma w_i)$.

L'expression (1) prend une forme simple si nous choisissons comme quatrième variable indépendante p_2 au lieu de θ_{13}. En effet les liaisons $\Sigma \vec{p_i} = o$ permettent d'écrire :

$$p_2^2 = p_1^2 + p_3^2 + 2 p_1 p_3 \cos \theta_{13}$$

cette expression différenciée en laissant p_1 et p_3 constants nous donne :

$$p_2 \, dp_2 = p_1 \, p_3 \, d(\cos \theta_{13})$$

l'expression (1) prend alors la forme simple :

$$\Gamma \, dw_3 \, d(\cos \theta_3) \propto \frac{p_3}{w_3} dp_3 \, d(\cos \theta_3) \int \frac{p_2 \, p_1}{w_2 \, w_1} \, dp_2 \, dp_1 \, |M|^2 \delta (M_o - \Sigma w_i)$$

soit $\Gamma \, dw_3 \, d(\cos \theta_3) \propto dw_3 \, d(\cos \theta_3) \int dw_1 \, dw_2 \, |M|^2 \, \delta (M_o - \Sigma w_i)$ (2)

Nous devrons alors, quel que soit le mode de désintégration envisagé, intégrer sur w_1, par exemple, à condition d'exprimer M en fonction de w_1 et w_3, en utilisant la conservation de l'impulsion-énergie.

Si nous représentons la distribution des désintégrations sur un diagramme (w_1, w_3), par exemple, les points représentatifs des désintégrations se trouveront à l'intérieur d'un certain domaine, caractéristique de chaque mode de désintégration.

Ces domaines se calculent à partir des familles de courbes $f(w_1, w_3, \theta_{13}) = 0$ déduites des équations de conservation de l'impulsion-énergie.

Chaque domaine est limité par les courbes d'équations :

$$\begin{cases} f(w_1, w_3) = 0 \\ \cos\theta_{13} = -1 \end{cases} \qquad \begin{cases} f(w_1, w_3) = 0 \\ \cos\theta_{13} = +1 \end{cases}$$

Nous en déduirons alors les limites d'intégrations de W_1 pour chaque valeur fixée de W_3.

b) **Informations relatives aux désintégrations en 3 π tirées des τ^+ et τ^-**

L'étude faite sur la désintégration en 3π des K^+ et K^- par la méthode de Dalitz a montré qu'il y avait une très forte probabilité que, dans ce cas, $|M|^2$ soit une constante. Ceci va nous permettre d'intégrer immédiatement l'équation (2) par rapport à w_1.

La méthode de Dalitz consiste à représenter les désintégrations des K en 3π par des points placés sur un certain diagramme (x, y) ; x et y sont définis en fonction des énergies cinétiques t_1, t_2, et t_3 des trois secondaires dans le système du centre de masse du K, et en fonction de $Q = \Sigma t_i$ par

$$x = \frac{t_1 - t_2}{\sqrt{3}} \qquad y = t_3 - Q/3 \qquad (Q = M_o - \Sigma mi = 75{,}11\,\text{Mev})$$

Dans une telle représentation tous les points de désintégration (x, y) se trouvent à l'intérieur d'un cercle de centre 0 et de rayon Q/3 inscrit dans un triangle équilatéral de hauteur Q fig. (V, 1).

La distance d'un point représentatif à un quelconque coté du triangle est égale à l'énergie cinétique d'un des π.

Or, x et y étant liés linéairement à t_1 et t_2, dx dy est proportionnel à $dt_1\ dt_2$ et, par conséquent, la densité des points représentatifs des évènements, considérée comme fonction de x et y, est proportionnelle à $|M|^2$.

Les 899 K^+, dont les désintégrations ont été observées à Berkeley dans des émulsions en 1957 et 1958 (Réf. V, 1 et V, 2), ont été placés sur un tel diagramme. La répartition uniforme obtenue semble indiquer, qu'en première approximation, l'élément de matrice M est constant, indépendant des énergies des π.

En tout cas, la répartition des 899 évènements sur le diagramme de Dalitz permet de conclure que le spin du K est pair. Et des arguments de barrière centrifuge permettent d'exclure le spin 2 et de conclure avec assez de certitude que l'état de spin est (0,0) pour la désintégration en 3π.

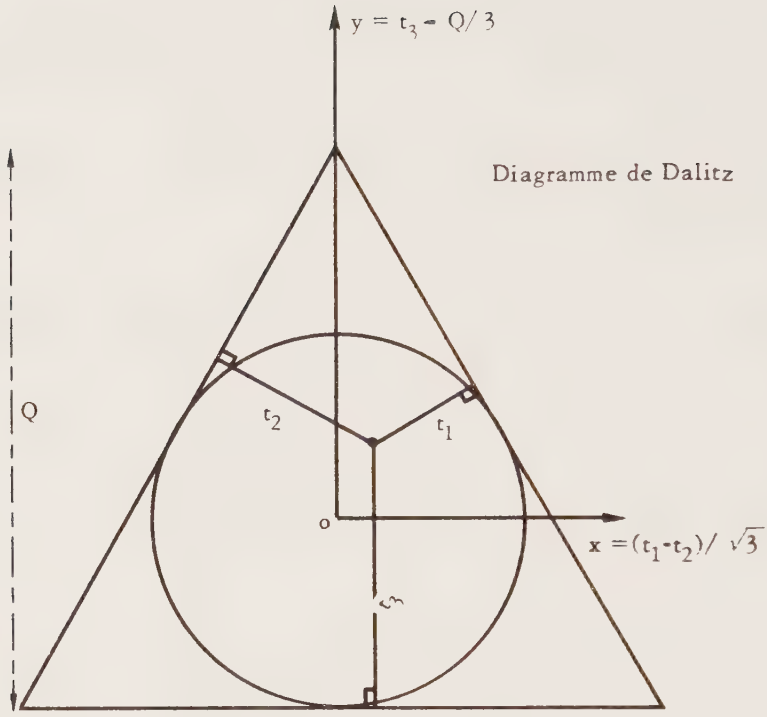


FIG. V - 1

Les 1347 K^-, dont les désintégrations en vol ont été observées récemment à Berkeley dans une chambre à bulles à hydrogène (Réf. V, 3), présentent une répartition identique à celle des 899 K^+, comme le prévoit l'invariance par rapport à CP. Ils confirment ainsi l'hypothèse selon laquelle l'élément de matrice M est constant en première approximation.

c) **Distribution théorique des $T'_{3\pi}$**

Si donc nous admettons que, dans le cas d'une désintégration en 3π, M est constant, l'expression (2) devient, après intégration sur w_1 et w_2 :

$$\Gamma dw_3 \, d(\cos\theta_3) \propto (w_{1max} - w_{1min}) \, dw_3 \, d(\cos\theta_3)$$

ou encore, parce que les énergies cinétiques des π sont faibles (approximation non relativiste) :

$$\Gamma dw_3 \, d(\cos\theta_3) \propto (w_{1\,max} - w_{1\,min}) \, p_3 \, dp_3 \, d(\cos\theta_3)$$

Des lors, T' s'exprimant en fonction de p_3, θ_3 et des masses :

$$T' = \left[M_o \, (M_o - u_3) \, / \sqrt{(M_o - u_3)^2 - p_3^2 \cos^2\theta_3} \right] - M_o$$

il suffit, pour obtenir une distribution théorique de T' dans l'hypothèse de désintégrations en 3π, (nous négligeons la différence des masses π^+ et π^o), de choisir au hasard une suite de valeurs de p_3 entre 0 et sa valeur maximum (130 Mev/c) et de cos θ_3 entre -1 et $+1$ et d'affecter chaque valeur de $T'_{3\pi}$ calculée du poids correspondant :

$$(w_{1\,max} - w_{1\,min}) \, p_3$$

Les valeurs $w_{1\,max}$ et $w_{1\,min}$ sont tirées du diagramme (t_1, t_3) relatif à la désintégration en 3π (fig. V, 2) où t_1 et t_3 sont les énergies cinétiques des secondaires (1) et (3).

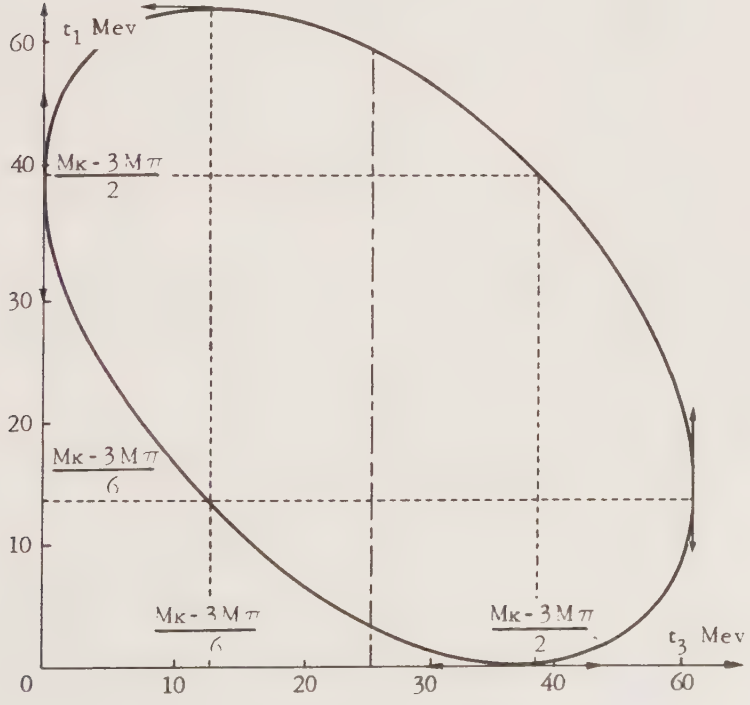


Diagramme $(t_1 t_3)$. Mode 3π

FIG. V - 2

La distribution théorique obtenue, normalisée à 65 évènements, est reproduite sur la figure (V, 3)

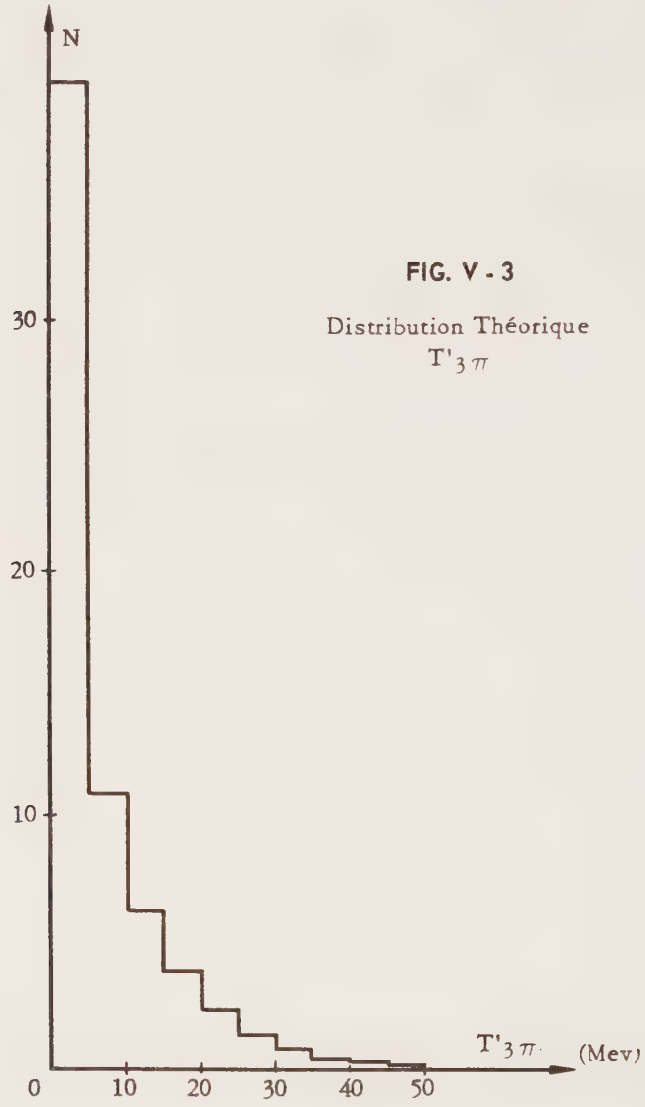


FIG. V - 3

Distribution Théorique
$T'_{3\pi}$

d) **Hypotheses courantes concernant les désintégrations leptoniques**

Les hypothèses théoriques admises, actuellement, sur la structure des interaction faibles sont représentées principalement par la loi (V − A) appliquée à l'interaction universelle de Fermi. L'interaction (V-A) est bien vérifiée expérimentalement pour la radioactivité β et pour les désintégrations des mésons π et μ.

Son extension aux interactions faibles qui ne conservent pas l'étrangeté est encore mal définie, et différentes formes d'interaction ont été

proposées successivement dans le but de trouver une théorie universelle des interactions faibles.

Le problème particulier de la désintégration d'un K de spin nul est relativement plus simple. L'état du système étant entièrement déterminé, dans le centre de masse, par deux quadrivecteurs impulsion-énergie, il est impossible de former un terme pseudoscalaire. L'introduction d'un couplage ne conservant pas la parité n'a pas d'influence sur les distributions angulaires (voir par exemple Réf. V, 4). Donc les seule couplages a prendre en compte sont les couplages scalaire (S), vectoriel (V) et tensoriel (T).

Ces divers couplages ont été testés expérimentalement sur les désintégrations K^{+}_{e3} (Réf. V, 5) et sur les désintégrations électroniques du K^{o}_{2} (Réf. V, 6). Ces expériences ont montré d'une manière assez nette que T est exclu. V semble être le couplage le plus probable. Mais S ne peut être exclu, bien que la compatibilité des résultats expérimentaux exige de grandes variations du facteur de forme avec l'énergie.

C'est pour ces raisons que nous avons examiné les deux hypothèses V et S :

1°) Pour V, nous avons pris un élément de matrice ayant la forme, (voir Annexe) :

$$G/\sqrt{2}\ \varphi_k \varphi_\pi (f_1 p_\mu + f_2 q_\mu)(\bar{u}_e \gamma_\mu u_\nu)$$

ou p et q sont les quadrivecteurs impulsion-énergie du K et du π respectivement, φ_k et φ_π leurs variables de champ, μ_e et μ_ν les spineurs de l'électron et du neutrino.

2°) Pour S nous avons pris un élément de matrice ayant la forme :

$$G\, \varphi_k \varphi_\pi (\bar{u}_e u_\nu)$$

ou f_s est un scalaire formé à partir des quadrivecteurs impulsion-énergie du K et du π.

e) **Distributions théoriques des $T'_{\pi e}$ et $T'_{\pi \mu}$.**

Nous avons procédé comme pour la distribution $T'_{3\pi}$, chaque valeur de T' calculée étant affectée du poids correspondant . Ces poids dépendent, d'une part des hypothèses théoriques considérées et d'autre part du mode leptonique envisagé.

Les expressions intégrées de $\int dw_\nu\, d(\cos\theta_\nu)$ sont, dans les deux cas que nous avons considérés :

1° - *Hypothèse V (voir Annexe) -*

$$\Gamma\, dw_\nu\, d(\cos\theta_\nu) \propto \begin{cases} \underline{\text{Mode } \pi e \nu} \\ (w_{\pi max} - w_{\pi min}) \left[4 p_\nu (M_K - p_\nu) - (M_K^2 + M_\pi^2) \right. \\ \left. + (M_K - 2p_\nu)(w_{\pi max} + w_{\pi min}) \right] dp_\nu \; d(\cos\theta_\nu) \\ \\ \underline{\text{Mode } \pi \mu \nu} \\ (w_{\pi max} - w_{\pi min}) \left[2 p_\nu (M_K - p_\nu) - 2 M_\mu p_\nu \right. \\ \left. - p_\nu (w_{\pi max} + w_{\pi min}) \right] dp_\nu d(\cos\theta_\nu) \\ \\ (w_{\pi max} - w_{\pi min}) \left[4 p_\nu (M_K - p_\nu) - (M_K^2 + M_\pi^2 - M_\mu^2) \right. \\ \left. + 0{,}4\, M_\mu p_\nu + (M_K - 2p_\nu)(w_{\pi max} + w_{\pi min}) \right] dp_\nu\, d(\cos\theta_\nu) \end{cases}$$

L'existence de deux expressions différentes de $|M|^2$ dans le cas des modes muoniques provient de l'indétermination qui affecte la valeur du rapport f_1 / f_2 des deux facteurs de forme de la transition $K \to \pi$. Dans les désintégrations muoniques, en effet, la masse du μ ne peut être négligée, ce qui rend impossible la réduction des deux facteurs de forme f_1 et f_2 à un seul : $(f_1 + f_2)/2 = g$, comme il est possible de le faire dans les désintégrations électroniques. Les deux valeurs possibles du rapport f_1/f_2 se déduisent de l'égalité des probabilités de transition $W(K_{e3})$ et $W(K_{\mu 3})$, qui semble approximativement vérifiée par l'expérience.

2° - *Hypothèse S -*

$$\Gamma\, dw_\nu\, d(\cos\theta_\nu) \propto \begin{cases} (w_{\pi max} - w_{\pi min}) \left[(M_K^2 + M_\pi^2) \right. \\ \left. - M_K (w_{\pi max} + w_{\pi min}) \right] dp_\nu\, d(\cos\theta\nu) \end{cases} \underline{\text{Mode } \pi e \nu}$$

$$\begin{cases} (w_{\pi max} - w_{\pi min}) \left[(M_K^2 + M_\pi^2 - M_\mu^2) \right. \\ \left. - M_K (w_{\pi max} + w_{\pi min}) \right] dp_\nu\, d(\cos\theta_\nu) \end{cases} \underline{\text{Mode } \pi \mu \nu}$$

Il reste, pour construire les distributions $T'\pi\mu$ et $T'\pi e$, à fixer les limites d'intégration $w_{\pi max}$ et $w_{\pi min}$ de w_π. Les figures (V, 4) et (V, 5) montrent les domaines relatifs aux points représentatifs des désintégrations, dans chacune des deux hypothèses $\pi\mu\nu$ et $\pi e \nu$.

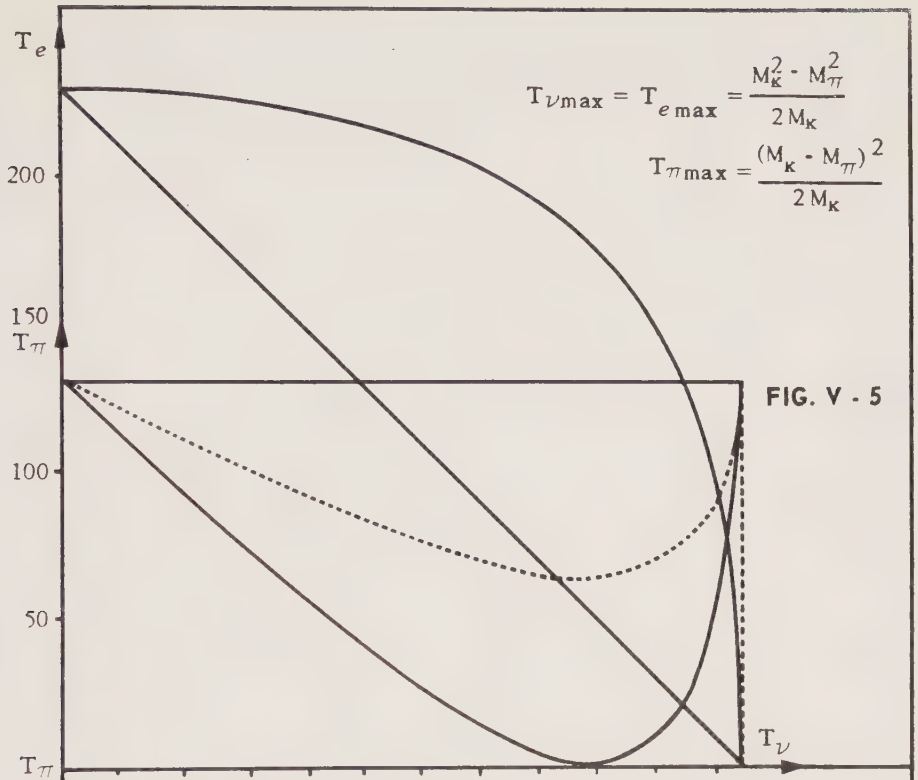

T_e
$T_\nu \max = T_{e\,\max} = \frac{M_K^2 - M_\pi^2}{2 M_K}$
$T_\pi \max = \frac{(M_K - M_\pi)^2}{2 M_K}$
200
150
T_π
100
50
T_ν
T_π
20 40 60 80 100 120 140 160 180 200 220

FIG. V - 5

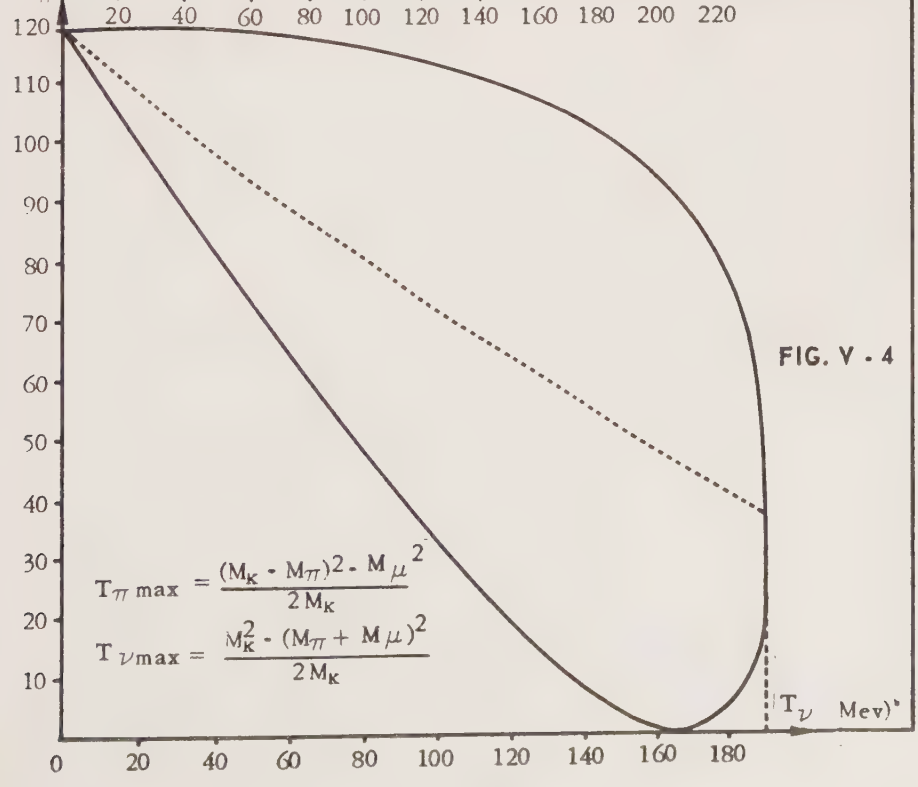

120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
$T_\pi \max = \frac{(M_K - M_\pi)^2 - M_\mu^2}{2 M_K}$
$T_\nu \max = \frac{M_K^2 - (M_\pi + M_\mu)^2}{2 M_K}$
T_ν Mev)
0 20 40 60 80 100 120 140 160 180

FIG. V - 4

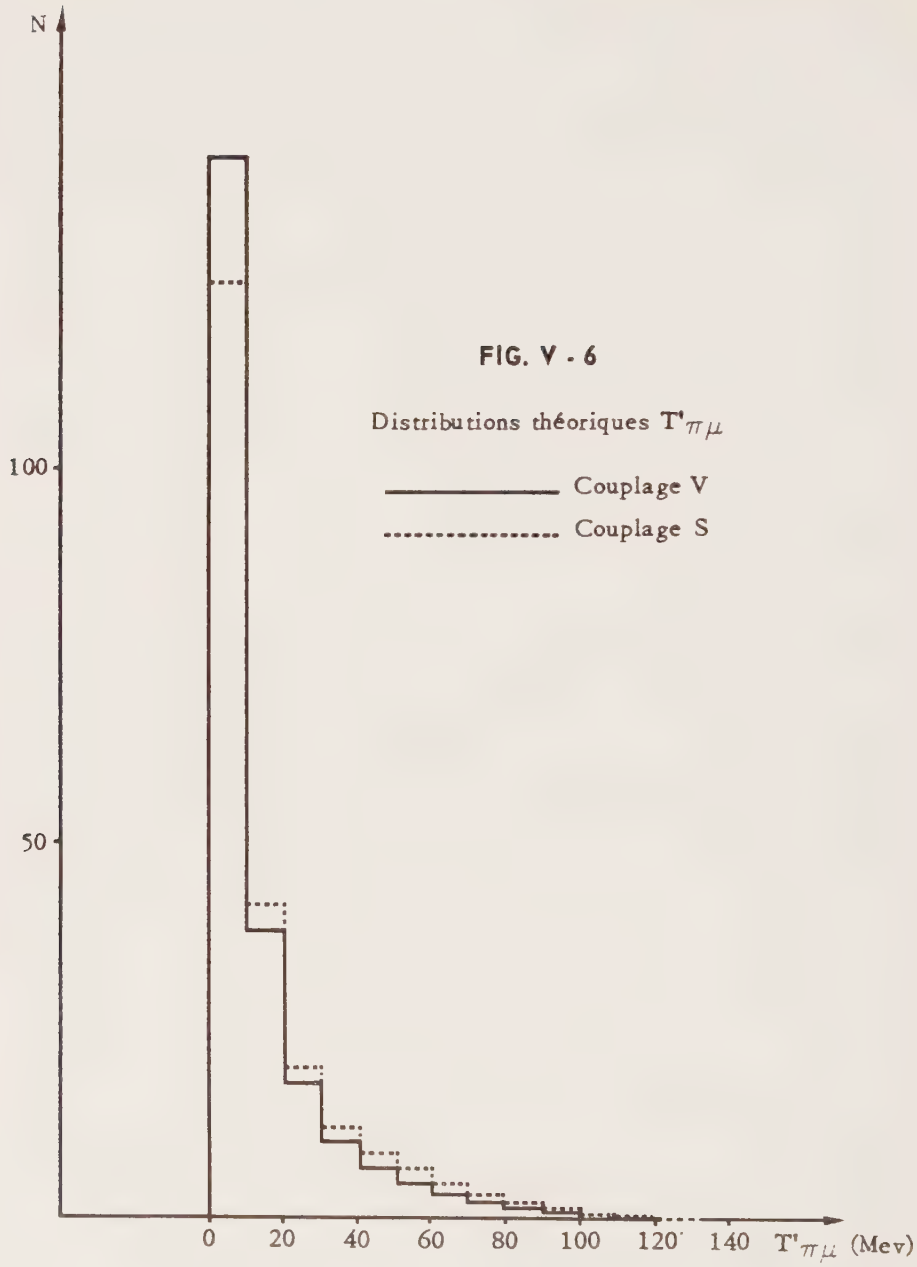


FIG. V - 6

Distributions théoriques T'$_{\pi\mu}$

Les différentes distributions théoriques obtenues, normalisées chacune aux 218 évènements du lot μe, sont reproduites sur les figures (V, 6) et (V, 7).

Pour le couplage V, nous n'avons représenté qu'une seule des deux distributions T' $_{\pi\mu}$, celles-ci étant semblables au point d'être pratiquement confondues.

Nous constatons par ailleurs que les hypothèses théoriques V et S changent assez peu l'aspect des distributions, ceci pouvant s'expliquer par la faible variation, d'un point à l'autre du diagramme (w_{π}, w_{ν}), de ($w_{\pi max} + w_{\pi min}$) (voir figures V, 4 et 5).

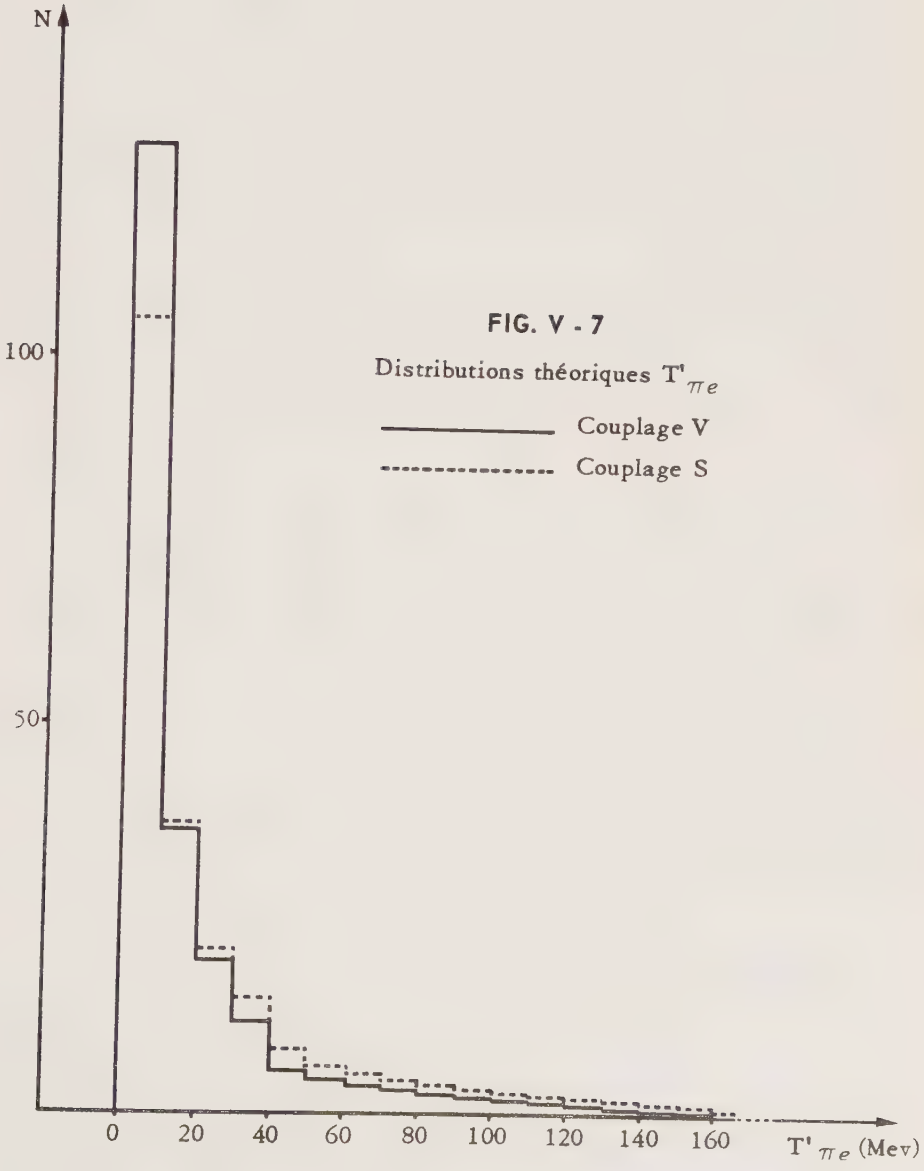


FIG. V - 7

Distributions théoriques $T'_{\pi e}$

II - ETUDE DE LA PROPORTION RELATIVE DES DESINTEGRATIONS LEPTONIQUES ET NON LEPTONIQUES -

L'objet de la 2ème partie de ce chapitre est essentiellement la comparaison des différentes distributions théoriques obtenues et des spectres expérimentaux correspondants. Ceci, dans le but de définir une limite supérieure de la contamination du lot 3π en évènements leptoniques.

Ainsi que nous l'avons vu au début de ce chapitre, la comparaison directe de la distribution $T'_{3\pi}$ et du spectre expérimental $T'_{3\pi}$ peut être envisagée si la contamination du lot 3π est faible, ce que nous montrerons au paragraphe a). Toutefois, pour être significative, une telle comparaison doit tenir compte des erreurs expérimentales affectant les valeurs de T'. Un "étalement" de la distribution théorique $T'_{3\pi}$ selon les erreurs expérimentales Δ T', puis la comparaison de cette distribution et du sepctre expérimental correspondant seront étudiés au paragraphe b).

L'excellente compatibilité obtenue, tout en confirmant que la contamination du lot 3π ne peut être que faible, ne permettra pas de déterminer celle-ci. Nous envisagerons donc une étude de la contamination à partir des distributions des T' leptoniques, basée sur la remarque suivante :

Nous avons vu au chapitre précédent, que la queue du spectre des évènements leptoniques était très nettement tronquée du fait de notre coupure sur $T'_{3\pi}$. Ceci entraîne qu'une façon d'évaluer la contamination serait de construire une distribution théorique des T' des évènements leptoniques dans une hypothèse de désintégration leptonique et d'évaluer le chevauchement maximum de cette distribution avec le spectre expérimental des T' des évènements du lot 3π dans la même hypothèse de désintégration leptonique.

Cette estimation de la contamination n'a de sens que si la distribution théorique considérée est compatible avec le spectre expérimental correspondant dans la mesure où nous pouvons admettre que notre lot leptonique est assez bien défini.

Comme nous l'avons signalé au début de ce chapitre, la difficulté qui se présente à nous est donc d'atteindre à partir des distributions théoriques $T'_{\pi\mu}$ et $T'_{\pi e}$ d'une part, et des spectres expérimentaux d'autre part, une distribution théorique et un spectre expérimental directement comparables. Cette question sera étudiée au paragraphe c). Nous verrons que la distribution théorique cherchée nécessite, pour être atteinte, non seulement un étalement des distributions théoriques, dû aux erreurs expérimentales, mais aussi un glissement de ces distributions de façon à leur adapter une déformation propre aux spectres expérimentaux, constitués d'un mélange d'évènements $\pi\mu\nu$ et $\pi e\nu$.

L'étude de ce glissement et des distributions théoriques sera faite aux paragraphes d) et e). Enfin, nous donnerons, au paragraphe f), une limite supérieure de la contamination du lot 3π en évènements leptoniques.

a) **Faible importance de la contamination du lot 3π.**

On peut avoir une idée de l'importance de la contamination du lot 3π en évènements leptoniques en considérant à nouveau les six évènements éliminés du premier lot 3π (71 évènements). Cinq d'entre eux, en effet, ont été éliminés par l'étude de l'ionisation. Nous allons en déduire que l'ordre de grandeur de la contamination du lot 3π restant (65 évènements) est de 5 évènements.

En effet, imaginons les désintégrations symétriques des 5 évènements éliminés, c'est-à-dire celles dont le secondaire positif aurait pour quantité de mouvement celle du secondaire négatif et inversement. Les secondaires éliminés en tant que π ont tous des quantités de mouvement inférieures à 100 Mev/c et par ailleurs, pour chaque évènement, le secondaire autre que le secondaire éliminé a une impulsion supérieure à 100 Mev/c. Donc les évènements symétriques considérés n'auraient pu être éliminés par ionisation en tant qu'incompatibles avec le mode de désintégration $\pi^+\pi^-\pi^o$.

En conséquence on peut considérer que le lot 3π est assez pur pour être comparé à une distribution théorique.

b) **Comparaison de la distribution théorique $T'_{3\pi}$ et du spectre expérimental $T'_{3\pi}$ du lot 3π.**

La comparaison de la distribution obtenue et du spectre expérimental exige que l'on tienne compte des erreurs affectant les $T'_{3\pi}$ expérimentaux.

La figure (V, 8) reproduit la distribution de ces erreurs. Plus exactement, les écarts $\Delta T'_{3\pi}$ considérés sont ceux affectant les $T'_{3\pi}$ des évènements du lot 3π. Nous avons retiré de notre statistique les $\Delta T'_{3\pi}$ affectant les $T'_{3\pi}$ des évènements leptoniques. Nous avons alors vérifié que, dans ces conditions, la distribution des écarts était gaussienne. La valeur moyenne quadratique des écarts est 3,5 Mev.

Nous avons ensuite étalé la distribution théorique en tenant compte de l'erreur gaussienne commise. La figure (V, 9) montre, superposés l'un à l'autre, le spectre expérimental $T'_{3\pi}$ et la distribution théorique correspondante convenablement étalée.

Si nous affectons les N évènements, relatifs à chaque bande de T' de largeur σ, d'une fluctuation poissonnienne $\pm \sqrt{N}$, nous constatons que les deux distributions sont compatibles à moins d'un écart dans chaque bande, donc que la comparaison des deux distributions ne nous permet

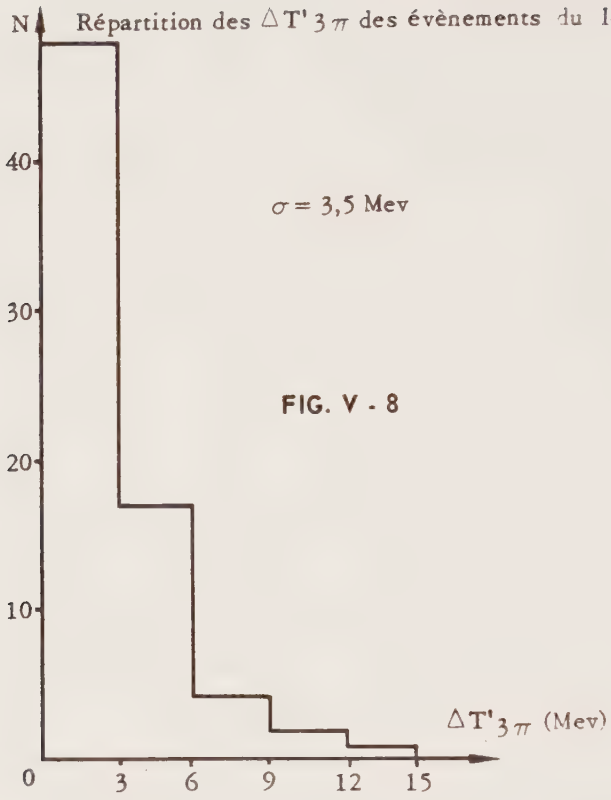


FIG. V - 8

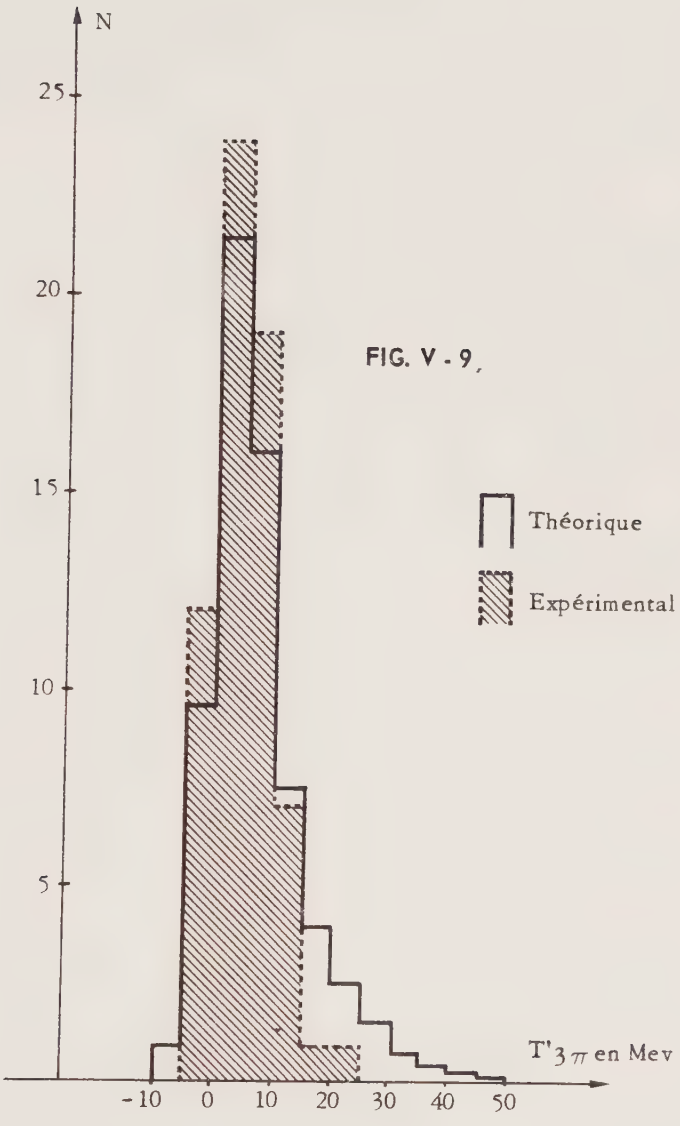
pas de déduire directement une valeur de la contamination du lot 3π en évènements leptoniques.

Cependant et ceci est important, l'excellente compatibilité de la distribution expérimentale et de la distribution théorique qui s'appuie sur une base expérimentale sûre, confirme que la contamination du lot 3π ne peut être que faible et que, parallèlement le lot leptonique est assez bien défini

En conséquence, une distribution théorique des T' leptoniques, pour les évènements leptoniques, compatible avec le spectre expérimental correspondant, sera propre a nous fournir une bonne estimation de la contamination.

c) **Recherche d'une distribution théorique et d'un spectre expérimental directement comparables.**

Nous cherchons une distribution théorique pour les modes leptoniques, dont nous devrons tout d'abord définir la compatibilité avec le spectre expérimental relatif aux évènements leptoniques.



Distribution théorique et expérimentale $T'_{3\pi}$

Nous disposons, pour cela, de distributions théoriques $T'_{\pi\mu}$ et $T'_{\pi e}$ effectuées sur des lots $\pi\mu\nu$ et $\pi e\nu$ choisis purs et de nos spectres expérimentaux qui correspondent à un certain mélange d'évènements $\pi\mu\nu$ et $\pi e\nu$.

Pour obtenir des spectres théoriques et expérimentaux comparables, un procédé consiste, si nous y parvenons, à faire subir aux distributions théoriques la déformation correspondant au mélange $\pi\mu\nu$, $\pi e\nu$ de notre lot expérimental. Nous allons montrer que, malgré notre ignorance de la composition du mélange, on peut obtenir une bonne approximation de cette déformation à partir des résultats expérimentaux eux-mêmes.

En effet, considérons par exemple, le spectre $<T'_{\pi e}>$ des évènements leptoniques obtenu en calculant pour chaque évènement la quantité $<T'_{\pi e}> = (T'_{\pi^+ e^-} + T'_{\pi^- e^+}) / 2$. Cette quantité n'a jamais un sens physique correct : pour les évènements $\pi\mu\nu$, elle est evidemment non physique ; pour les vrais évènements $\pi e\nu$, $<T'_{\pi e}>$ se comporte différemment selon qu'il s'agit ou non d'évènements à grande asymétrie des deux secondaires chargés (Voir chap. IV). Pour les évènements à faible asymétrie, $<T'_{\pi e}>$ est très voisin du T' vrai, c'est-à-dire du T' calculé dans la bonne hypothèse de charge. Pour les évènements à grande asymétrie nous pensons qu'il y a compensation statistique. En conséquence, dans le processus de moyenne $<T'_{\pi e}>$, la déformation du spectre expérimental est de deux sortes :

- une déformation due à la présence des évènements $\pi\mu\nu$, qui tend à étirer le spectre vers les grandes valeurs de T' (voir Chap. IV)
- une déformation sans direction privilégiée, c'est-à-dire un étalement, dû aux évènements à grande asymétrie. Nous ne tiendrons pas compte de celui-ci faute de pouvoir l'atteindre.

Les mêmes remarques s'appliquent au spectre $<T'_{\pi\mu}>$ qui, à cause de la présence des évènements $\pi e\nu$, est étiré vers les faibles valeurs de T'.

De plus, formons, à partir des résultats expérimentaux, le spectre que nous appellerons $<T'_{\mu e}>$, obtenu en calculant pour chaque évènement leptonique la quantité : $<T'_{\mu e}> = (<T'_{\pi\mu}> + <T'_{\pi e}>) / 2$.

Pour un évènement donné $<T'_{\pi\mu}>$ est en général plus petit que $<T'_{\pi e}>$, donc, si nous disposions d'un lot d'évènements $\pi e\nu$ pur, pour ce lot, le spectre $<T'_{\mu e}>$ serait déformé par rapport au spectre $<T'_{\pi e}>$ vers les faibles valeurs de T' et nous pourrions atteindre la loi de déformation en constituant un diagramme $\Delta e = <T'_{\pi e}> - <T'_{\mu e}>$ en fonction $<T'_{\pi e}>$. Nous avons effectivement procédé à l'établissement d'un tel diagramme. La figure (V, 10, a), qui est relative aux évènements pour lesquels $<T'_{\pi e}>$ est inférieur à 30 Mev, montre une corrélation assez nette qui s'explique par la pureté relative de ce lot (voir chapitre IV).

Nous avons procédé de même pour les évènements dont le $<T'_{\pi\mu}>$ est positif en constituant un diagramme $\Delta\mu = <T'_{\mu e}> - <T'_{\pi\mu}>$ en

fonction de $< T'_{\pi\mu} >$. La corrélation est moins nette, mais elle nous a paru encore acceptable (fig. V, 10 b).

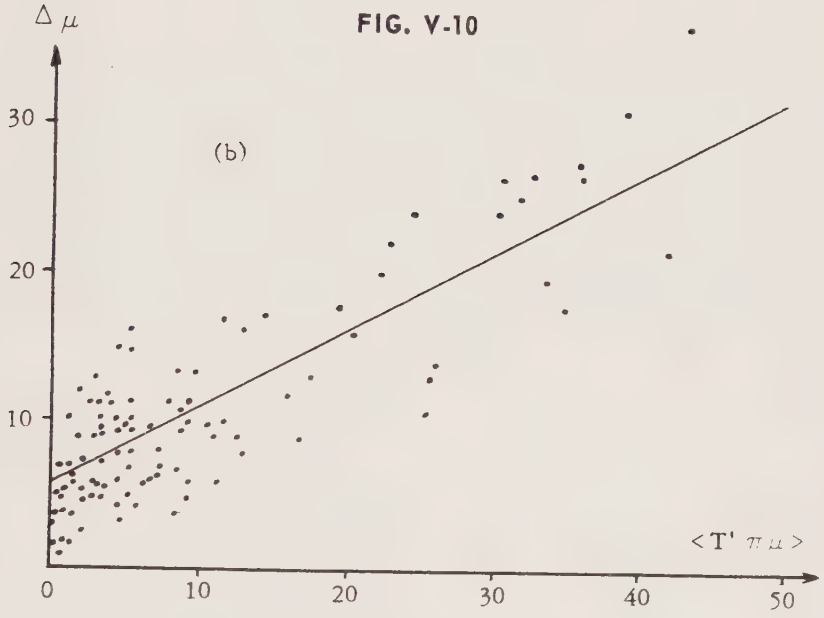
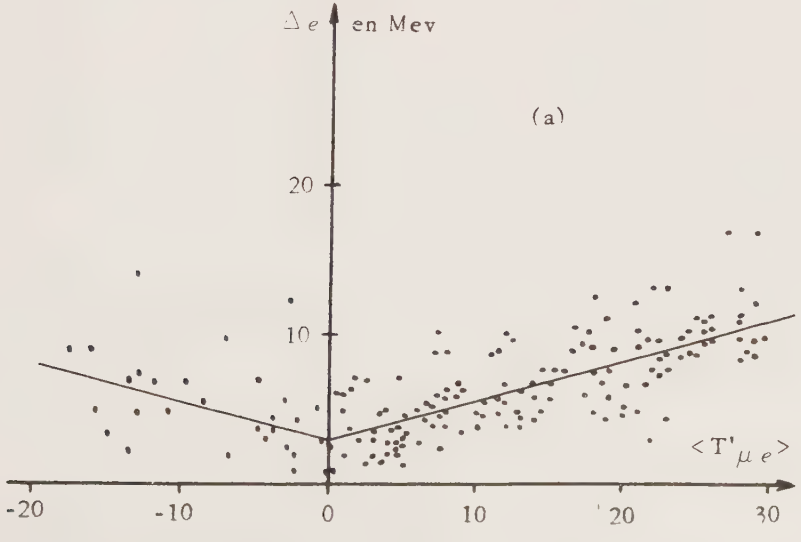


FIG. V-10

(b) Répartition des déplacements $\Delta\mu = < T'_{\mu e} > - < T'_{\pi\mu} >$



(a) Répartition des déplacements $\Delta e = < T'_{\pi e} > - < T'_{\mu e} >$

Finalement, pour obtenir des spectres théoriques et expérimentaux comparables, nous avons déformé le spectre théorique $T'_{\pi\mu}$ par la loi $\Delta\mu\,(T'_{\pi\mu})$, le spectre théorique $T'_{\pi e}$ par la loi $\Delta e(T'_{\pi e})$ et nous les avons superposés dans la proportion $\pi e/\pi\mu$ que nous avons obtenue par des considérations d'ionisations à partir de nos résultats expérimentaux (voir chapitre VI).

d) **Etude des lois de déformations $\Delta e\,(T'_{\pi e})$ et $\Delta\mu\,(T'_{\pi\mu})$.**

En pratique, pourdéterminer les lois $\Delta\mu$ et Δe, nous avons découpé les spectres expérimentaux $\langle T'\pi\mu\rangle$ et $\langle T'\pi e\rangle$ en bandes de 10 Mev, les erreurs quadratiques moyennes commises sur $T'_{\pi\mu}$ et $T'_{\pi e}$ sont respectivement de 7 et 12 Mev (fig. V, 11 et 12), et nous avons calculé les valeurs moyennes de Δe et $\Delta\mu$ dans chaque bande. Les figures (V, 13) (a) et (b) montrent que les lois ainsi obtenues sont linéaires en très bonne approximation.

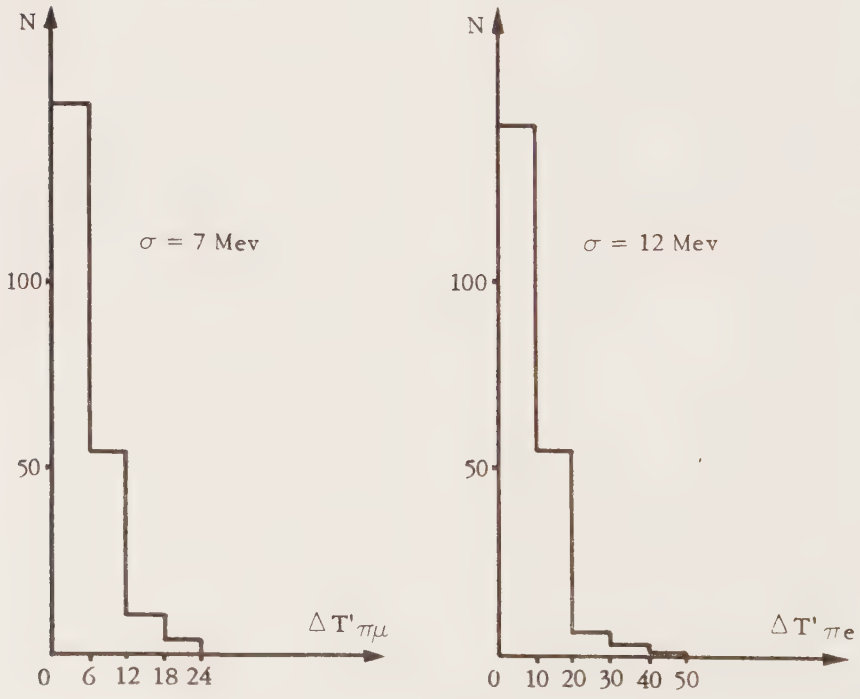
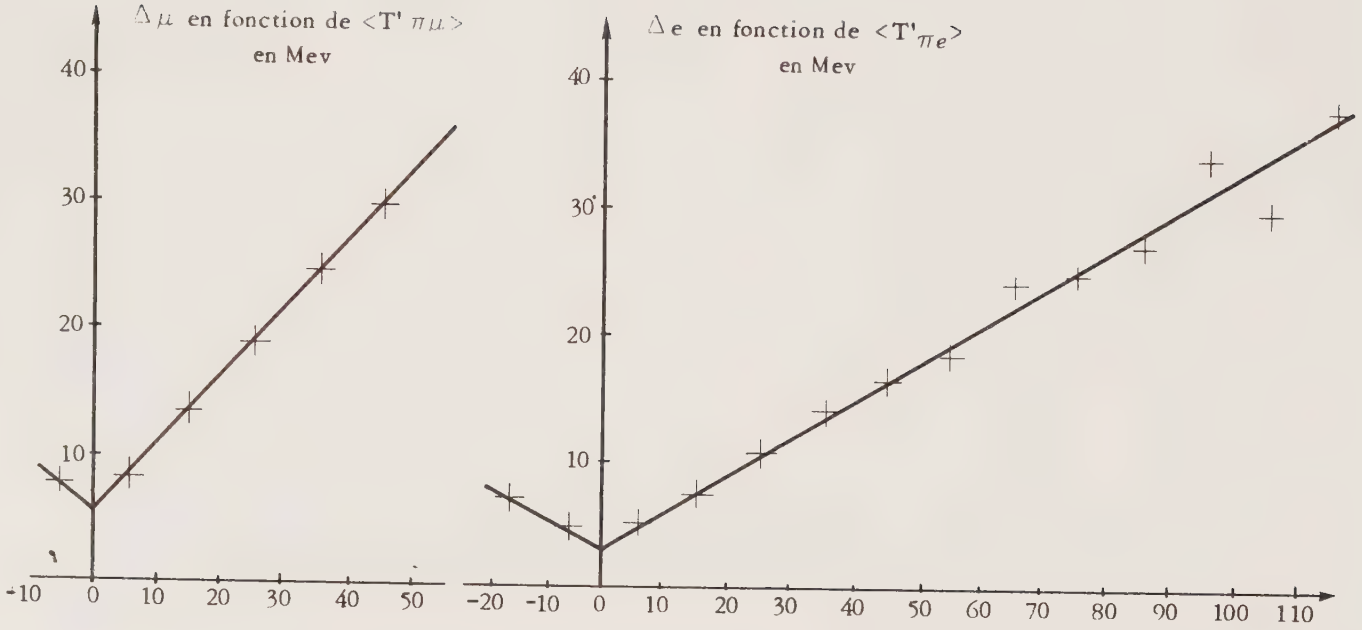


FIG. V - 11 Répartition des $\Delta T'_{\pi\mu}$ des évènements du lot μe

FIG. V - 12 ——— $\Delta T'_{\pi e}$ ———


Δμ en fonction de <T' πμ>
en Mev
40
30
20
10
-10
0
10
20
30
40
50
Δe en fonction de <T'πe>
en Mev
40
30
20
10
-20
-10
0
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100
110

(a)

(b)

FIG. V - 13

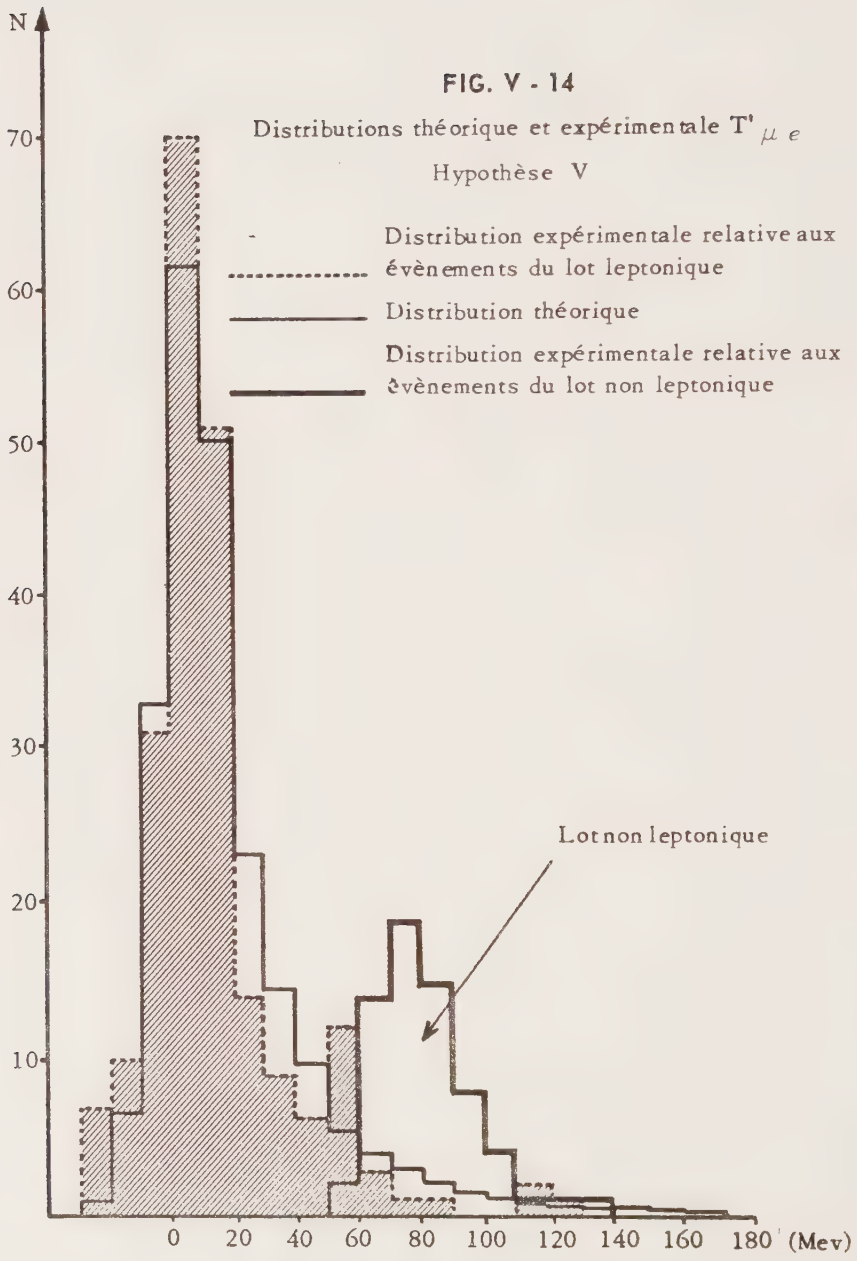


FIG. V - 14

Distributions théorique et expérimentale $T'_{\mu e}$

Hypothèse V

Distribution expérimentale relative aux évènements du lot leptonique

Distribution théorique

Distribution expérimentale relative aux évènements du lot non leptonique

e) **Distribution théorique T'$_{\mu e}$.**

Nous avons appliqué à chacune des distributions théoriques T'$\pi\mu$ et T'πe, normalisées au même nombre d'évènements, les déplacements correspondants aux $<\Delta\mu>$ et $<\Delta e>$ trouvés.

Pour chaque hypothèse V et S, nous avons ensuite mélangé les deux distributions ainsi obtenues selon la fréquence relative $R = \frac{\pi\mu\nu}{\pi e\nu} = 1,4$. Cette fréquence relative des désintégrations $\pi\mu\nu$ et $\pi e\nu$ a été déduite de notre étude de l'ionisation (Chapitre VI). Nous avons adopté cette fréquence R dans un souci de cohérence.

Nous nous retrouvions ainsi dans des conditions analogues à celles de la distribution théorique T'$_{3\pi}$ et du spectre expérimental correspondant. Il nous restait donc à étaler les distributions théoriques T'$_{\mu e}$ en tenant compte des erreurs gaussiennes affectant les T'$_{\pi\mu}$ et T'$_{\pi e}$. Nous avons convenu de prendre, pour cet étalement, un écart-type $\sigma = 7$ Mev.

Les distributions théoriques T'$_{\mu e}$ ainsi obtenues, normalisées aux 218 évènements du lot leptonique, sont reproduites sur les figures (V, 14) et (V, 15), superposées au spectre expérimental $<$T'$\mu e>$.

Si nous affectons les N évènements de chaque bande de T' de la fluctuation poissonnienne $\pm\sqrt{N}$, nous trouvons que les distributions théoriques et expérimentales sont, en général, compatibles à deux écarts. De plus, la comparaison des deux distributions, dans chacune des hypothèses, indique une meilleure compatibilité, avec nos résultats expérimentaux, de la distribution théorique obtenue en faisant l'hypothèse d'un couplage V des deux leptons.

Cependant, étant donné les approximations faites (étalement des $<$T'$\pi\mu>$ et $<$T'$\pi e>$ dû aux évènements à grande asymétrie et fluctuations des lois $<\Delta\mu>$ et $<\Delta e>$ adoptées) nous ne pouvons affirmer que la différence de compatibilité observée soit significative.

f) **Evaluation de la limite supérieure de la contamination.**

Nous avons déjà donné le principe de cette évaluation au début du paragraphe II. Précisons que, étant donné les résultats obtenus, nous avons calculé la limite supérieure de la contamination dans chacune des deux hypothèses V et S.

Pour déterminer le chevauchement des distributions théoriques et du spectre expérimental correspondant des évènements du lot 3π, nous avons calculé pour chaque évènement du lot 3π la quantité : $<$T'$\mu e> = (<$T'$\pi\mu> + <$T'$\pi e>) / 2$ (voir figure V, 14).

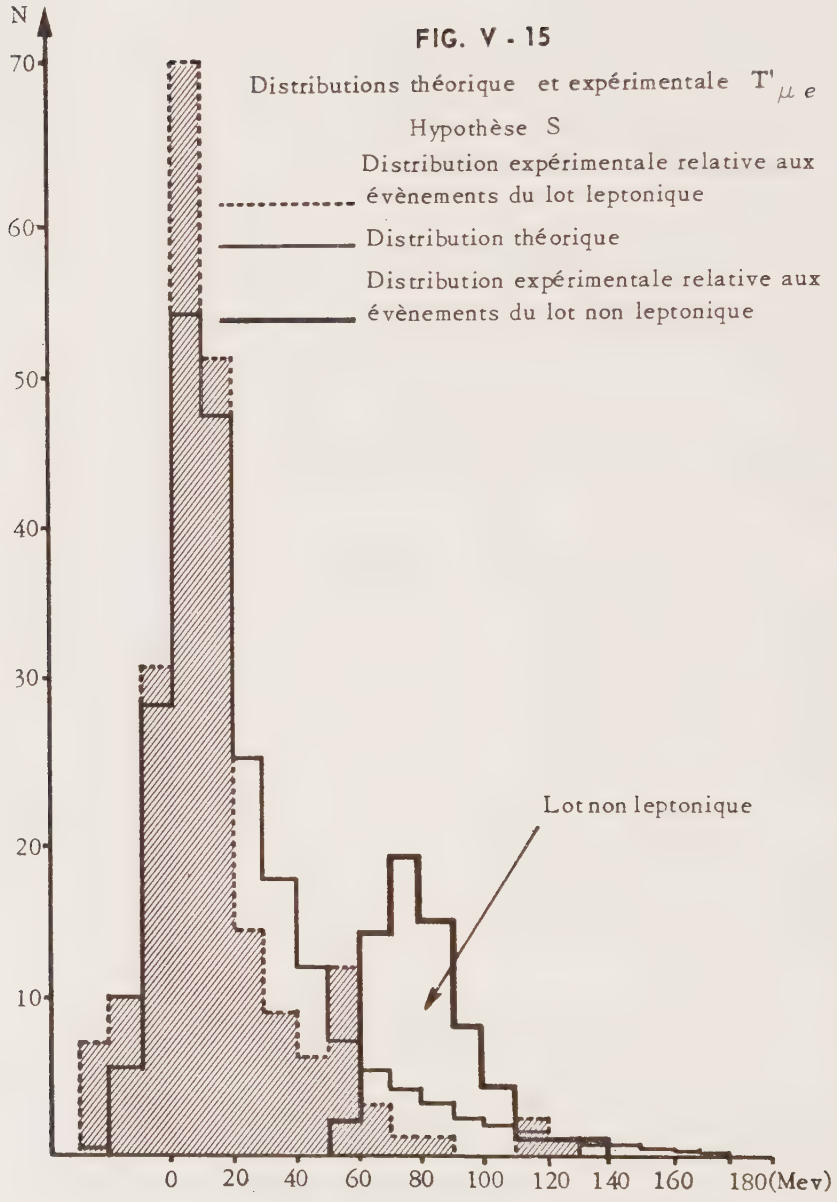


FIG. V - 15

Distributions théorique et expérimentale $T'_{\mu e}$

Hypothèse S

Distribution expérimentale relative aux évènements du lot leptonique

Distribution théorique

Distribution expérimentale relative aux évènements du lot non leptonique

Nous avons obtenu la limite supérieure de la contamination du lot 3π en évènements leptoniques, en retirant dans chaque bande de ce lot, un nombre d'évènements égal à la différence entre le nombre d'évènements de la distribution théorique $T'_{\mu e}$ augmentée de deux écarts et le nombre d'évènements de la distribution expérimentale $<T'_{\mu e}>$ des évènements leptoniques.

Nous avons trouvé une limite supérieure de 23 évènements dans l'hypothèse d'un couplage V et une limite supérieure de 33 évènements dans l'hypothèse d'un couplage S.

Nos conclusions sont donc que, à 90 % de chance, parmi les 283 K^0_2 analysés, le nombre d'évènements compatibles avec le mode de désintégration $\pi^+\pi^-\pi^0$ est compris :

entre 42 et 65 dans l'hypothèse d'un couplage V.

entre 32 et 65 dans l'hypothèse d'un couplage S.

Bien que notre étude des deux lots d'évènements nous laisse présumer que le nombre des désintégrations en 3π soit plus proche de la limite supérieure que des limites inférieures, elle ne nous permet pas de déterminer la probabilité d'une telle affirmation. En conséquence nous admettrons qu'entre les limites inférieures et supérieure l'incertitude est totale, ce qui revient à représenter les différentes valeurs possibles du nombre de désintégrations en 3π par une distribution plate entre ces limites.

En combinant l'écart quadratique de cette distribution et les écarts poissonniens des extrémités, nous obtenons finalement, pour chaque hypothèse S et V, la fréquence relative du mode de désintégration en $\pi^+\pi^-\pi^0$ par rapport aux différentes modes chargés de désintégration:

$$(\pi^+\pi^-\pi^0)/\text{ensemble des modes chargés} = \begin{cases} \text{Hypothèse V} \quad (18{,}8\ ^{+3{,}7}_{-3{,}3})\ \% \\ \text{Hypothèse S} \quad (17{,}1\ ^{+4{,}4}_{-3{,}9})\ \% \end{cases}$$

CHAPITRE VI

ETUDE DU LOT D'EVENEMENTS SUPPOSES $K^0_2 \rightarrow \pi^{\mp} \mu(e)^{\pm} \nu$

L'objet du présent chapitre est la recherche de la fréquence relative des modes électroniques par rapport à l'ensemble des modes leptoniques.

Les identifications de désintégrations avec les modes électroniques sont principalement dues à l'étude de l'ionisation et à l'analyse dynamique. Nous examinerons tout d'abord les raisons pour lesquelles nous n'avons pas, dans cette étude, utilisé les identifications provenant de l'analyse dynamique.

I - IDENTIFICATION DES MODES ELECTRONIQUES PAR L'ANALYSE DYNAMIQUE -

Comme nous l'avons vu au chapitre IV, un certain nombre d'évènements ont été identifiés par l'analyse dynamique comme K^0_2 se désintégrant selon les modes $\pi e \nu$. Nous avons considéré comme tels les évènements pour lesquels $T'_{\pi^+\mu^-}$ et $T'_{\pi^-\mu^+}$ étaient incompatibles avec une valeur positive à plus de deux écarts.

Ont été ainsi identifiés 25 $\pi e \nu$ dont 8 $\pi^+ e^- \nu$ et 10 $\pi^- e^+ \nu$. Les 18 évènements identifiés avec leur charge sont tels que le T' calculé pour le mode conjugué de charge est incompatible avec une valeur positive à plus de deux écarts.

De tels évènements ont certaines caractéristiques, auxquelles ils doivent d'avoir été identifiés. En effet, étant donné leur incompatibilité avec le mode $\pi \mu \nu$, ces évènements ont presque toujours, dans l'hypothèse $\pi e \nu$, des $T'_{\pi e}$ négatifs ou positifs mais très voisins de zéro. Ils occupent donc, dans le spectre des $T'_{\pi e}$ une place privilégiée.

Or rappelons que, si dans le système S' la valeur moyenne de T', pour chaque mode de désintégration est indépendante des énergies des K^0_2 dans le laboratoire, par contre l'étalement d'un spectre, même pur, autour de sa valeur moyenne est, lui, associé aux énergies des K^0_2 de notre lot, à leur dynamique, et à la précision des mesures effectuées sur ces évènements.

Nous voyons donc que l'identification de certains évènements en tant que $\pi e \nu$ par l'analyse dynamique, comporte une déformation, a priori très complexe.

Finalement nous n'avons pas tenu compte des $\pi e \nu$ identifiés par l'analyse dynamique.

Nous noterons cependant que parmi les 18 évènements identifiés avec leur charge, 9 ont un secondaire électron dont la quantité de mouvement se trouve dans la bande des quantités de mouvement pour laquelle l'identification des électrons par ionisation est possible. Or ces 9 évènements ont été identifiés effectivement par l'étude de l'ionisation. Cette constatation ne permet pas d'affirmer que tous les électrons identifiables par ionisation l'ont été, mais du moins ne révèle-t-elle pas d'absence d'identification.

II - IDENTIFICATION D'ELECTRONS PAR L'ETUDE DE L'IONISATION

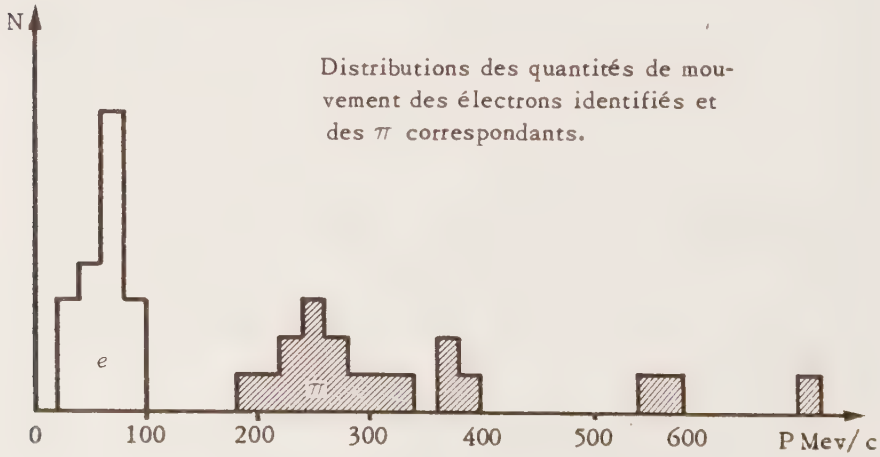
a) Caractéristiques des secondaires identifiés - Existence d'une déformation.

Nous avons déjà donné au chapitre III la méthode employée dans notre étude de l'ionisation. Nous passerons donc directement à l'examen des caractéristiques des évènements identifiés.

1° Les 18 secondaires identifiés en tant qu'électrons ont tous des quantités de mouvement inférieures à 100 Mev/ c.

En fait nous n'avons gardé que 15 électrons identifiés dont 11 e^+ et 4 e^- correspondant à des électrons de quantités de mouvement inférieures à 80 Mev/ c.

2° Dans chaque cas d'identification, c'est celui des deux secondaires ayant la quantité de mouvement la plus faible qui a été identifié en tant qu'électron. Les quantités de mouvement de l'autre secondaire non identifié sont toutes supérieures à 180 Mev/ c (voir fig. VI, 1).



Distributions des quantités de mouvement des électrons identifiés et des π correspondants.

FIG. VI - 1

Les différentes caractéristiques des évènements identifiés comme $\pi e \nu$ vont nous permettre de caractériser la déformation introduite par notre méthode d'identification et de déterminer le facteur de correction à appliquer à la valeur brute du rapport de branchement trouvée.

α) Les plages respectives des quantités de mouvement des secondaires identifiés et non identifiés montrent, conformément à notre méthode d'étude d'ionisation, que nous avons distingué à l'œil des rapports d'ionisation supérieurs ou égaux à 2.

En conséquence, nous avons estimé notre étude suffisamment sûre pour pouvoir, dans notre recherche de la déformation, négliger le nombre d'électrons de quantités de mouvement inférieures à 80 Mev/c qui auraient pu échapper à notre identification.

β) Etant donné la dynamique des évènements identifiés, les évènements symétriques, c'est-à-dire ceux pour lesquels les quantités de mouvement du π et de l'électron seraient interverties, n'auraient pu donner lieu à une identification par ionisation. Ceci va nous permettre de corriger la valeur brute du rapport de branchement obtenue.

b) **Etude de la déformation introduite par la méthode utilisée.**

Nous devons déterminer, à partir des électrons identifiés dans la bande de quantités de mouvement (0 — 80) Mev/c, le nombre d'évènements $\pi e \nu$ non identifiés, dont le secondaire le moins énergique se trouve dans la même bande de quantités de mouvement. Il nous importe donc de connaître, pour les évènements électroniques, les spectres respectifs des quantités de mouvement des π et des électrons dans la bande (0 — 80) Mev/c.

Etant donné qu'il s'agit de déterminer une déformation, la valeur cherchée du rapport du nombre de π au nombre d'électrons peut n'être qu'approximative. En conséquence nous avons basé notre recherche des spectres respectifs des π et des électrons sur les mêmes hypothèses théoriques que celles envisagées au précédent chapitre.

Les considérations du chapitre V sur le poids à affecter à chaque valeur de (p_ν, $\cos \theta_\nu$) s'appliquent sans changement aux distributions des quantités de mouvement des π et des électrons dans le système du centre de masse du K, à condition d'exprimer la probabilité de transition $\Gamma \, dw_{\pi(e)} \, d\cos \theta_{\pi(e)}$ en fonction des variables indépendantes choisies.

En fait, nous n'avons envisagé, dans cette étude, qu'un couplage vectoriel. De toutes façons, les distributions des secondaires dans les hypothèses V ou S sont assez voisines (voir par exemple réf. VI, 1) pour que la différence des rapports de branchement qui en résulterait ne soit

pas caractéristique devant les fluctuations poissonniennes qui affectent nos résultats.

Ayant obtenu les distributions respectives des quantités de mouvement des π et des électrons dans le système du centre de masse du K, nous en avons déduit ces deux distributions dans le système du laboratoire en adoptant comme valeur du moment moyen des K^o_2, la valeur de 335 Mev/c trouvée pour les évènements du lot non leptonique (voir chapitre I).

La comparaison des deux distributions nous a permis d'établir que la fréquence relative des π et des électrons des évènements électroniques, dans la bande de quantités de mouvement (0 — 80) Mev/c du secondaire considéré, devait être de 0,3.

En conséquence nous avons admis que le nombre de K^o_2 à modes électroniques dont le secondaire chargé le moins énergique avait une quantité de mouvement inférieure ou égale à 80 Mev/c était de 15 × 1,3, aux fluctuations poissonnienne près.

c) **Estimation de la fréquence relative** $\Gamma(\pi e \nu) / \Gamma(\pi e \nu + \pi \mu \nu)$

L'estimation de la fréquence des modes électroniques par rapport à l'ensemble des modes leptoniques a été faite de la façon suivante:

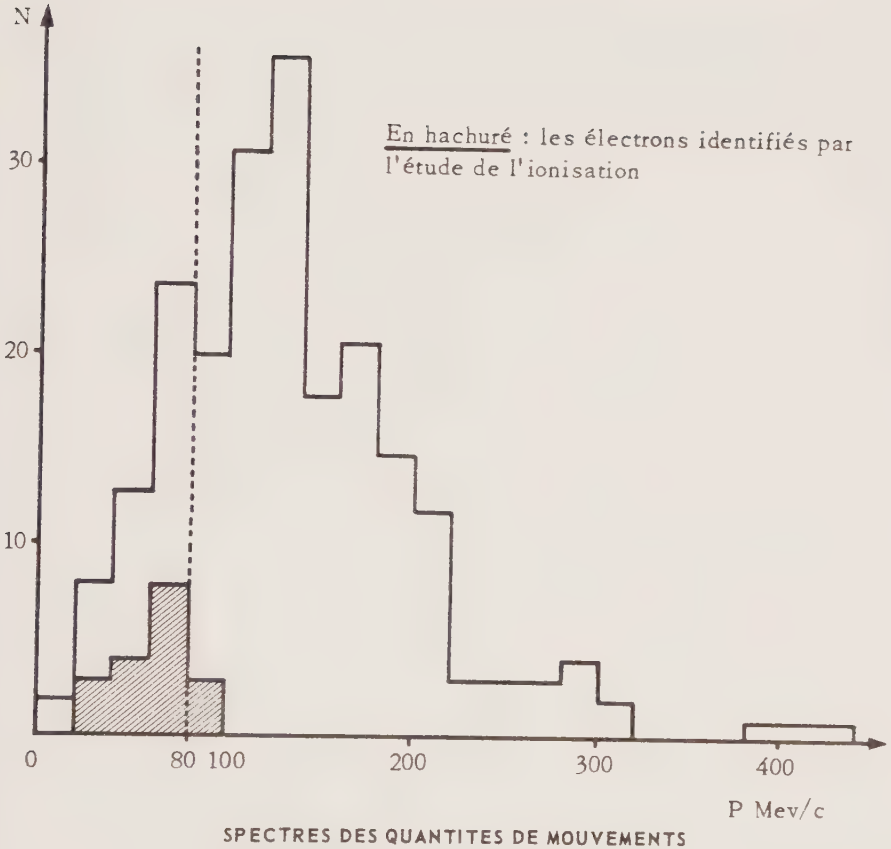
1° Nous avons dressé le spectre des quantités de mouvement du secondaire le moins énergique de chacun des évènements du lot leptonique. La figure (VI, 2) reproduit cette distribution, où les électrons identifiés sont représentés par la partie hachurée du spectre.

2° Nous avons évalué, dans la bande de quantités de mouvement (0 — 80) Mev/c, le rapport (nombre de $\pi e \nu$) / (nombre d'évènements leptoniques) $= \frac{15}{47} \times 1,3$, affecté de son erreur. Cette erreur ne tient compte que des fluctuations poissonniennes.

3° Nous avons extrapolé à tout le spectre le rapport calculé dans la bande de quantités de mouvement (0 — 80) Mev/c. Ce faisant, nous avons minimisé la valeur du rapport cherché puisque, parmi les secondaires de plus petite quantité de mouvement la proportion des secondaires appartenant au lot πe par rapport aux secondaires appartenant au lot $\pi \mu$, croît avec la valeur de la quantité de mouvement.

En conséquence, nous pouvons considérer que la fréquence relative des modes électroniques par rapport à l'ensemble des modes leptoniques que nous obtenons, représente une limite inférieure de la valeur cherchée.

$$\Gamma(\pi^+ e^+ \nu) / \Gamma [(\pi^+ e^+ \nu) + (\pi^+ \mu^+ \nu)] = (41,5 + 12) \%$$



SPECTRES DES QUANTITES DE MOUVEMENTS
DU SECONDAIRE LE MOINS ENERGIQUE.

FIG. VI - 2

TESTS DES REGLES DE SELECTION
$|\Delta \vec{I}| = 1/2$ et $\Delta S / \Delta Q = +1$

Ayant obtenu les rapports de branchement du mode $\pi^+ \pi^- \pi^0$ et des modes $\pi \mu \nu$ et $\pi e \nu$, qui sont généralement considérés comme les modes de désintégration prépondérant du méson lourd K^0_2, nous sommes en mesure de comparer nos résultats aux prédictions fondées sur les règles de sélection envisagées dans le cas des désintégrations des particules étranges.

Les interactions faibles, à l'encontre des interactions fortes, ne conservent ni l'étrangeté, ni le spin isotopique, ni la parité, ni la conjugaison de charge. Seuls sont conservés la charge électrique, le nombre baryonique et le nombre leptonique. Et, pour l'instant, l'invariance des interactions faibles par rapport au renversement du temps n'a pas été infirmée par l'expérience.

Quant à la non-conservation du spin isotopique et de l'étrangeté, il semble qu'elle obéisse à certaines règles.

I - REGLES DE SELECTION CONCERNANT LA VARIATION DU SPIN ISOTOPIQUE

a) Cas des désintégrations non leptoniques. Règle $|\Delta \vec{I}| = 1/2$.

Les désintégrations des particules étranges sont toujours accompagnées d'une variation d'étrangeté $|\Delta S| = 1$.

Considérons, par exemple, les deux voies de désintégration a priori possible du Ξ^-:

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$$
$$\Xi^- \rightarrow n + \pi^-$$

La première voie, observée expérimentalement correspond à $\Delta S = +1$

La seconde qui correspond à $\Delta S = +2$, bien que favorisée par l'espace des phases, n'a jamais été observée.

Etant donné la relation de Gell-Mann et Nishijima, la règle $|\Delta S| = +1$ est strictement équivalente à $|\Delta I_3| = 1/2$.

Gell-Mann et Pais ont émis l'hypothèse que, dans les désintégrations faibles non leptoniques, non seulement $|\Delta I_3|$ serait égal à $1/2$, mais également $|\Delta \vec{I}|$. Autrement dit, soit $\vec{I_i}$ et $\vec{I_f}$ les spins isotopiques initial et final, on aurait :

$$\vec{I_i} = \vec{I_f} + \vec{i} \quad \text{avec} \quad |\vec{i}| = 1/2$$

Dès lors on peut appliquer cette règle en utilisant l'astuce mathématique qui consiste à adjoindre à l'état final une particule non physique, le spurion, de quadrivecteur impulsion-énergie nul et de spin isotopique 1/2. Le spin isotopique est alors conservé.

La régle $|\Delta \vec{I}| = 1/2$ conduit alors, par le jeu des coefficients de Glebsch-Gordan, à des valeurs bien déterminées des rapports de branchement des différents modes de désintégration des particules étranges (Réf. VII, 1). Les valeurs obtenues sont en bon accord avec l'expérience par exemple, avec le rapport de branchement expérimental du Λ (Réf. VII, 2).

$$\Gamma(\Lambda \to p + \pi^-) \;/\; \Gamma\left[(\Lambda \to p + \pi^-) + (\Lambda \to n + \pi^0)\right] = 0{,}74 \pm 0{,}06$$

(à comparer au rapport théorique 0,67).

La règle $|\Delta \vec{I}| = 1/2$ donne également aux rapports $\Gamma(\Sigma^+ \to p + \pi^0) / \Gamma(\Sigma^+ \to n + \pi^+)$ et $\Gamma(K^+ \to \pi^+ + \pi^- + \pi^+) / \Gamma(K^+ \to \pi^+ + \pi^0 + \pi^0)$, des valeurs compatibles avec les résultats expérimentaux.

Il semble cependant que pour certaines transitions, la règle $|\Delta \vec{I}| = 1/2$ ne soit qu'une loi approximative, une contribution de $|\Delta \vec{I}| = 3/2$ devenant nécessaire à l'explication des phènomènes observés expérimentalement. (En particulier, l'application stricte de $|\Delta \vec{I}| = 1/2$ interdit formellement la transition $K^+ \to \pi^+ + \pi^0$ et la prise en compte des interactions électromagnétiques ne suffit pas à expliquer le taux de transition).

La règle $|\Delta \vec{I}| = 1/2$ rend donc compte, du moins avec une bonne approximation, des désintégrations non leptoniques. Le problème se pose donc de son extension aux modes leptoniques, ce qui présente certaines difficultés puisque le spin isotopique n'est pas défini pour les leptons.

b) **Cas des désintégrations leptoniques. Règle $\Delta S / \Delta Q = +1$**

La solution proposée par Feynman et Gell-Mann consiste à appliquer la loi $\Delta S / \Delta Q = +1$ au courant des particules à interactions fortes. Cette loi est en fait équivalente à la loi $|\Delta I_3| = 1/2$ appliquée au seul courant ne conservant pas l'étrangeté à condition de lui adjoindre l'interdiction de courants faibles neutres.

Les transitions à modes leptoniques, interdites par la loi $\Delta S / \Delta Q = +1$ n'ont, effectivement, jamais été observées.

En outre les différents rapports de branchements qu'elle entraîne, en particulier ceux qui concernent les modes leptoniques des K^0_2 (voir paragraphe II) ne sont pas en contradiction avec l'expérience.

Dans ce qui suit nous testerons essentiellement, et simultanément, les deux règles :

$|\Delta \vec{I}| = 1/2$ dans le cas des désintégrations non leptoniques

$\Delta S / \Delta Q = + 1$ dans le cas des désintégrations leptoniques .

Remarque :

Une autre forme des règles de sélection concernant la variation du spin isotopique, à été proposée par Okubo et Marshak (Réf. VII, 3), dans le cadre de l'interaction à 4 fermions.

Le lagrangien de la désintégration est considéré comme l'interaction, avec lui-même, d'un courant faible $J\mu$, $g\, J\mu\, J\mu^{+}$, de sorte qu'il s'exprime sous la forme d'une somme de produits de 2 courants chargés qui peuvent être : les courants leptoniques $(\bar{u}, \nu)$ $(\bar{e}, \nu)$, les courants baryoniques conservant l'étrangeté, par exemple $(\bar{n}, p)$ et les courants baryoniques ne conservant pas l'étrangeté, par exemple $(\bar{\Lambda}, p)$.

Okubo et Marshak admettent, alors, que les courants conservant l'étrangeté ont les propriétés de transformation d'un isovecteur et les courants ne conservant pas l'étrangeté, celles d'un isospineur. Ceci entraîne donc :

1°) Une régle de sélection équivalente à l'extension de la règle $\Delta S / \Delta Q = + 1$ pour les modes leptoniques.

2°) Une règle de sélection moins restrictive que $|\Delta \vec{I}| = 1/2$ pour les modes non leptoniques, puisqu'elle implique une contribution de $|\Delta \vec{I}| = 3/2$ due au fait que, dans ce cas, le lagrangien s'exprime sous la forme du produit d'un "courant isospineur" et d'un "courant isovecteur".

Une généralisation de ce point de vue a été proposée par Behrends et Sirlin (Réf. VII, 4) qui consiste à admettre que le spin isotopique à attribuer au courant des particules à interactions fortes conservant l'étrangeté peut être 0, 1 ou 2, et que celui qu'il y a lieu d'attribuer au courant des particules à interactions fortes ne conservant pas l'étrangeté peut être 1/2 et 3/2.

II - TEST DES REGLES DE SELECTION $|\Delta \vec{I}| = 1/2$ ET $\Delta S / \Delta Q = + 1$

a) Test de la règle $|\Delta \vec{I}| = 1/2$.

Nous avons obtenu expérimentalement la fréquence relative du mode $\pi^{+}\pi^{-}\pi^{0}$ par rapport à l'ensemble des modes de désintégration chargés du K^{0}_{2}.

Par ailleurs, si nous appliquons la règle $|\Delta\vec{I}| = 1/2$ à la désintégration en 3π des mésons K, et si nous supposons la fonction d'espace des 3π totalement symétrique (ce qui est approximativement vérifié par l'expérience pour les $\tau^{\pm}$: (Réf. VII, 5, 6 et 7), nous obtenons les relations : (Réf. VII, 8, 9 et 10)

$$\Gamma(K^0_2 \to \pi^0\ \pi^0\ \pi^0) = 3/2\ \Gamma(K^0_2 \to \pi^+\pi^-\ \pi^0) \qquad (1)$$

$$\Gamma(K^+ \to \pi^0 + \pi^0 + \pi^+) = \Gamma(K^0_2 \to \pi^0 + \pi^0 + \pi^0) \qquad (2)$$

Ceci, en admettant l'invariance des différentes transitions par rapport à CP.

Un test direct de la règle $|\Delta\vec{I}| = 1/2$ à partir des relations (1) et (2) exigerait que l'on connaisse expérimentalement la probabilité de transition du K^0_2 vers les modes 3π. Or, le rapport de branchement du mode 3π neutre n'est pas connu.

Nous pouvons cependant, en utilisant la relation (1) et la valeur expérimentale du rapport de branchement $\Gamma(K^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0)$/ modes chargés, en déduire le rapport de branchement $\Gamma K^0_2 \to \pi^0 + \pi^0 + \pi^0)$/ ensemble des modes. Il nous est dès lors possible d'examiner la compatibilité du résultat obtenu avec l'équation (2) en s'appuyant sur les résultat expérimentaux concernant les K^+ (Réf. VII, 11, 12 et 13), par exemple en comparant la valeur de la vie moyenne τ^0_2 du K^0_2 fournie par (2) à la valeur expérimentale τ^0_2 proposée par Lederman (Réf. VII, 14).

Le tableau ci-dessous indique les valeurs obtenues (en 10^{-8} sec.) pour la vie moyenne du K^0_2 selon que l'on prend les résultats relatifs aux K^+ des références VII, 11, 12 et 13, et selon que l'on prend les valeurs obtenues dans le présent travail pour le rapport de branchement $\Gamma(K^0_2 \to \pi^+\pi^-\pi^0)$ /(modes chargés)dans l'hypothèse S et dans l'hypothèse V pour les modes leptoniques.

Réf. / Hyp.	Birge et al	Alexander et al	Brown et al
V	5,9 ± 1,0	5,1 ± 0,9	6,1 ± 1,0
S	5,4 ± 1,2	4,7 ± 1,1	5,6 ± 1,2

Les valeurs déduites des résultats de Birge et al et de Brown et

al, et de l'un ou l'autre de nos résultats, sont compatibles avec la valeur de la vie moyenne du K^o_2 obtenue par Bardon et al : $\tau^o_2 = (9^{+3,5}_{-2,5}) 10^{-8}$ sec.

b) **Test des règles $|\Delta \vec{I}| = 1/2$ et $\Delta S / \Delta Q = +1$.**

1° - Prévisions pour la vie moyenne du K^o_2-

Nous désignerons par L les leptons, μ ou électrons, intervenant dans les désintégrations leptoniques des mésons K.

On voit immédiatement que l'application de $\Delta S / \Delta Q = +1$ au courant mésonique interdit les transitions :

$$K^o \to \pi^+ L^- \bar{\nu} \qquad \bar{K}^o \to \pi^- L^+ \nu \qquad (3)$$

$$K^o \to L^+ L^- \qquad \bar{K}^o \to L^+ L^- \qquad (4)$$

Les transitions (4), n'ont effectivement jamais été observées. Seules sont donc autorisées les transitions :

$$K^o \to \pi^- L^+ \nu \qquad \bar{K}^o \to \pi^+ L^- \bar{\nu} \qquad (5)$$

dont les taux sont égaux.

Parallèlement les seuls modes de désintégration leptonique en 3 corps des $K^\pm$, autorisés par $\Delta S / \Delta Q = +1$ sont :

$$\begin{aligned} K^+ &\to \pi^o L^+ \nu \\ K^- &\to \pi^o L^- \bar{\nu} \end{aligned} \qquad (6)$$

De plus l'application de la règle $|\Delta \vec{I}| = \frac{1}{2}$ au courant mésonique $K \to \pi$ entraîne :

$$\begin{aligned} \Gamma(K^o \to \pi^- L^+ \nu) &= 2\,\Gamma(K^+ \to \pi^o L^+ \nu) \\ \Gamma(\bar{K}^o \to \pi^+ L^- \bar{\nu}) &= 2\,\Gamma(K^- \to \pi^o L^- \bar{\nu}) \end{aligned} \qquad (7)$$

Par ailleurs, si nous faisons l'hypothèse de l'invariance des interactions faibles par rapport à CP, nous avons

$$\Gamma(K^o_1 \to \pi^- L^+ \nu) = \Gamma(K^o_1 \to \pi^+ L^- \bar{\nu}) = \Gamma(K^o_2 \to \pi^- L^+ \nu) =$$

$$= \Gamma(K^o_2 \to \pi^+ L^- \bar{\nu}) = 1/2\,\Gamma(K^o_2 \to \pi^- L^+ \nu) \qquad (8)$$

et par suite :

$$\begin{aligned} \Gamma(K^o_1 \to \pi^\pm e^\mp \nu) &= \Gamma(K^o_2 \to \pi^\pm e^\mp \nu) = 2\,\Gamma(K^+ \to \pi^o e^+ \nu) \\ \Gamma(K^o_1 \to \pi^\pm \mu^\mp \nu) &= \Gamma(K^o_2 \to \pi^\pm \mu^\mp \nu) = 2\,\Gamma(K^+ \to \pi^o \mu^+ \nu) \end{aligned} \qquad (9)$$

Enfin l'application de la relation (1) à nos résultats expérimentaux fournit, pour les rapports de branchement $\pi \mu \nu$/(tous modes)et $\pi e \nu$/(tous modes), les valeurs :

	Hyp. V	Hyp. S
$\pi\mu\nu$/ tous modes	37,0 ± 8,2	38,6 ± 8,9
$\pi e\nu$/ tous modes	26,2 ± 7,9	27,4 ± 8,4

Dès lors, à partir de ces valeurs et des relations (9), nous pouvons calculer la vie moyenne du K^0_2. Le tableau ci-après indique les valeurs obtenues (en 10^{-8} sec.) pour la vie moyenne du K^0_2, selon que l'on prend les résultats relatifs aux K^+ des références VII 11, 12 et 13 et selon que l'on prend les valeurs obtenues dans le présent travail pour les rapports de branchement des modes muoniques et électroniques dans les hypothèses S et V.

Modes \ Réf.		Birge et al	Alexander et al	Brown et al
$\pi\mu\nu$	V	8,1 ± 3,2	5,8 ± 1,5	4,7 ± 1,0
	S	8,4 ± 3,3	6,1 ± 1,6	4,9 ± 1,2
$\pi e\nu$	V	5,0 ± 2,5	3,1 ± 1,1	3,2 ± 1,0
	S	5,2 ± 2,5	3,3 ± 1,1	3,4 ± 1,0
Ensemble "μe"	V	6,4 ± 1,7	4,3 ± 0,6	3,9 ± 0,5
	S	6,7 ± 1,8	4,5 ± 0,7	4,1 ± 0,6

On peut voir que les valeurs de τ^0_2 obtenues à partir des résultats de Birge et al et de nos propres résultats, et en admettant comme valables les règles $|\Delta\vec{I}| = 1/2$ et $\Delta S/\Delta Q = +1$, sont compatibles avec la valeur donnée par Lederman et al.

Mais il est assez significatif que toutes les valeurs obtenues pour la vie moyenne du K^0_2, dans le présent paragraphe et le précédent sont :

1) cohérentes entre elles

2) et nettement inférieures à la valeur de Lederman ce qui est une bonne indication en faveur d'une vie moyenne du K^0_2 de l'ordre de 5×10^{-8} secondes.

2° - Comparaison des rapports de branchement -

Nous pouvons aussi, toujours en utilisant la relation (1) relative aux modes $\pi^+\pi^-\pi^0$, déterminer à partir de nos résultats expérimentaux

les rapports de branchement des différents modes de désintégration chargés et neutres du K^0_2.

Ces rapports, consignés dans le tableau ci-après dans le cas des hypothèses S et V, sont à comparer à ceux qu'on déduit des résultats des K^+ à partir des relations (1), (2) et (9) qui impliquent la validité des règles $|\Delta\vec{I}| = 1/2$ et $\Delta S/\Delta Q = +1$. Nous n'avons fait le calcul qu'à partir des résultats les plus récents concernant les K^+ (Réf. VII, 13).

Modes	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$\pi^0\pi^0\pi^0$	$\pi\mu\nu$	$\pi e\nu$
Expérimentaux V	$14{,}7\ ^{+\ 2{,}2}_{-\ 2{,}0}$	$22{,}1\ ^{+\ 3{,}3}_{-\ 3{,}0}$	$37{,}0 \pm 8{,}2$	$26{,}2 \pm 7{,}9$
Expérimentaux S	$13{,}6\ ^{+\ 2{,}8}_{-\ 2{,}5}$	$20{,}4\ ^{+\ 4{,}2}_{-\ 3{,}8}$	$38{,}6 \pm 8{,}9$	$27{,}4 \pm 8{,}4$
Théoriques (Brown et al)	$11{,}0 \pm 1{,}0$	$16{,}4 \pm 1{,}4$	$35{,}6 \pm 5{,}1$	$37{,}0 \pm 6{,}4$

On peut voir que les rapports de branchement obtenus à partir de nos résultats expérimentaux sont compatibles avec ceux obtenus par application des règles $|\Delta\vec{I}| = 1/2$ et $\Delta S/\Delta Q = +1$ aux résultats les plus récents concernant les K^+.

Remarque

L'addition d'une possibilité de $|\Delta\vec{I}| = 3/2$ pour les modes non leptoniques et d'un $|\Delta\vec{I}| = 3/2$ pour le courant ne conservant pas l'étrangeté pour les modes leptoniques (Réf. VII, 4) conduit à des rapports de branchement plus compatibles avec les résultats les plus récents tirés des K^+.

CONCLUSIONS GENERALES

Les principaux résultats de l'étude des rapports de branchement des K^o_2 qui vient d'être faite, peuvent être résumés comme suit.

1°) Sur un lot de 455 évènements V^o, 384 ont été retenus en tant qu'évènements exploitables. Parmi ceux-ci 64 évènements compatibles à 2 écarts avec des désintégrations de π en vol dans la chambre, ont été éliminés, ce type d'évènements représentant la seule forme possible de contamination de notre lot d'évènements V^o en évènements autres que les K^o_2 ; enfin 37 évènements dont les flèches des secondaires étaient inférieures à 2 mm ont été rejetés de façon à obtenir une précision suffisante sur les quantités de mouvements des secondaires.

Finalement 283 évènements ont été retenus en tant que K^o_2 exploitables.

2°) L'analyse dynamique et les informations complémentaires (ionisation) ont permis d'affirmer à 98 % de chance que la limite supérieure de la fréquence des désintégrations selon le mode $\pi^+ \pi^- \pi^o$ par rapport aux modes chargés était de 23 %.

3°) L'étude dynamique a été effectuée dans le système de référence S', dans lequel la somme des composantes longitudinales des impulsions des deux secondaires chargés est nulle. Dans ce système particulier, l'énergie cinétique du K^o_2 a une valeur unique T' pour les deux solutions, qui sont gênantes dans tout autre système de référence. En conséquence nous avons pu dresser des spectres de cette énergie cinétique T' des K^o_2, et ceci pour chaque hypothèse de désintégration. L'allure de ces spectres a confirmé la séparation des évènements en modes leptoniques et non leptoniques.

4°) La limite supérieure de la contamination du lot des modes non leptoniques en modes leptoniques a été évaluée en comparant à nos spectres expérimentaux des T', des distributions de T' théoriques qu'on peut obtenir facilement parce que l'énergie cinétique des K^o_2 dans S' peut s'exprimer en fonction de l'impulsion du secondaire neutre dans le système du centre de masse du K.

L'introduction de distributions théoriques pour les modes leptoniques nous a amené à envisager successivement les hypothèses d'un couplage scalaire et d'un couplage vectoriel. Les valeurs trouvées de la fréquence

relative du mode de désintégration $\pi^+ \pi^- \pi^\circ$ par rapport aux modes chargés sont :

$$\text{Hyp. S : } 17{,}1 \begin{matrix} + 4{,}4 \\ - 3{,}9 \end{matrix}$$

$$\text{Hyp. V : } 18{,}9 \begin{matrix} + 3{,}7 \\ - 3{,}3 \end{matrix}$$

5°) Les distributions théoriques relatives aux hypothèses S et V se trouvent être en bon accord avec nos spectres expérimentaux et bien qu'un couplage vectoriel semble mieux s'adapter à nos résultats, la différence des compatibilités observées ne peut être considérée comme significative, en égard aux approximations faites.

Bien que notre étude des couplages S et V n'ait été qu'accessoire et sommaire, nous la rapprocherons des études faites à Brookhaven sur un lot de K°_2 et à Berkeley sur un lot de K^+_{e3}. Les résultats de ces 2 études ont montré une bonne compatibilité avec le couplage vectoriel mais n'ont pu cependant exclure le couplage scalaire qui nécessite, pour être compatible, une importante variation, en fonction de l'énergie, des facteurs de forme du courant $K \to \pi$.

6°) Une étude de l'ionisation des traces a permis d'identifier 15 évènements en tant que $\pi e \nu$. Dans chaque cas, l'identification a concerné le secondaire chargé le moins énergique. Seuls ont été conservés les électrons de quantités de mouvement inférieures ou égales à 80 Mev/c. Ces 15 identifications fournissent une limite inférieure au rapport de branchement $\pi e \nu / \pi \mu \nu$. Par ailleurs une étude des distributions théoriques des secondaires π et électrons des évènements $\pi e \nu$, a permis de déterminer le facteur de correction à apporter à ce rapport pour tenir compte des $\pi e \nu$, symétriques des évènements identifiés, qui ne pouvaient être décelés par l'étude de l'ionisation. L'extrapolation à tout le spectre du rapport obtenu, minimise sans doute la valeur de la fréquence relative trouvée :

$$\Gamma(K^\circ_2 \to \pi e \nu) \,/\, \Gamma\left[(K^\circ_2 \to \pi e \nu) + (K^\circ_2 \to \pi \mu \nu)\right] = (41{,}5 \pm 12)\ \%$$

7°) Les rapports de branchement que nous avons obtenus pour les modes chargés généralement envisagés, $\pi^+ \pi^- \pi^\circ$, $\pi^\pm \mu^\mp \nu$, $\pi^\pm e^\mp \nu$, sont à comparer aux rapports de branchement obtenus à Brookhaven, avec une chambre à bulles à hydrogène placée dans un faisceau neutre de K°_2, ainsi qu'aux résultats obtenus à Dubna avec une chambre de Wilson à champ magnétique placée dans un faisceau neutre de K°_2. Les différents résultats, consignés dans le tableau ci-dessous, sont compatibles entre eux.

Modes		Rapports de branchements en %		
		$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$\pi^\pm e^{\mp} \nu$	$\pi^\pm \mu^{\mp} \nu$
Brookhalven		13,4 ± 1,8	48,4 ± 5	38,2 ± 8
Dubna			46,0 ± 11	
Paris	V	$18,9 \begin{smallmatrix} + 3,7 \\ - 3,3 \end{smallmatrix}$	33,7 ± 10	47,4 ± 10
	S	$17,1 \begin{smallmatrix} + 4,4 \\ - 3,9 \end{smallmatrix}$	34,4 ± 10	48,5 ± 10

En outre l'expérience poursuivie à Dubna a permis l'observation de 4 paires d'électrons à grand angle émises selon des directions faisant avec le faisceau neutre des angles supérieures à 10°. D.V. Neagu et al en ont déduit une estimation de la fréquence du mode $3\pi^0$:

$$\Gamma(K^0_2 \rightarrow 3\pi^0) \,/\, \text{tous les modes} = (18 \pm 9)\ \% \ .$$

8°) Nous avons comparé nos résultats aux prédictions imposées par les règles $|\Delta \vec{I}| = 1/2$ appliquée aux désintégrations non leptoniques et $\Delta S / \Delta Q = +1$ appliquée aux désintégrations leptoniques.

Nous nous sommes appuyé pour cela, sur les rapports de branchement des K^+ et sur leur vie moyenne, déterminés expérimentalement.

Les valeurs obtenues pour la vie moyenne du K^0_2 par simple application de la règle $|\Delta \vec{I}| = 1/2$ aux modes non leptoniques, sont compatibles avec la valeur donnée par Lederman, mais basses.

Les valeurs obtenues pour la vie moyenne du K^0_2 par application des règles $|\Delta \vec{I}| = 1/2$ et $\Delta S / \Delta Q = +1$ aux modes leptoniques, sont du même ordre de grandeur que celles obtenues par la seule application de $|\Delta \vec{I}| = 1/2$, mais encore plus basses ce qui est une bonne indication en faveur d'une vie moyenne du K^0_2 de l'ordre de 5×10^{-8} secondes.

ANNEXE I

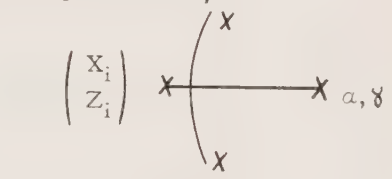
CALCUL DU RAYON DE COURBURE PAR METHODE DIRECTE DE MOINDRES CARRES SUR LE CERCLE

Soient n points M_i d'une trace, repérés par leurs coordonnées en projection orthogonale : X_i, Z_i où $i = 1,2 \ldots n$.

On obtient un cercle bien adapté en cherchant le centre dont les coordonnées α, γ rendent minimale l'expression :

$$\Sigma\sigma^2 = \sum_{i=1}^{n} \left(\sqrt{(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2} - R \right)^2$$

où $R = \frac{1}{n} \Sigma \sqrt{(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2}$



Les conditions d'extremum requises sont par conséquent :

$$\begin{cases} U = -\frac{1}{2} \dfrac{\partial(\Sigma\sigma^2)}{\partial\alpha} = \Sigma (X_i - \alpha) - R \Sigma \left(\dfrac{X_i - \alpha}{\sqrt{(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2}} \right) = 0 \\ V = -\frac{1}{2} \dfrac{\partial(\Sigma\sigma^2)}{\partial\gamma} = \Sigma (Z_i - \gamma) - R \Sigma \left(\dfrac{Z_i - \gamma}{\sqrt{(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2}} \right) = 0 \end{cases}$$

Supposons que l'on ait trouvé un cercle C_1, voisin du cercle vrai, de rayon R_1 et dont le centre a pour coordonnées (α_1, γ_1). Nous cherchons alors à déterminer des accroissements $d\alpha_1$, $d\gamma_1$ tels que les accroissements correspondants dU_1, dV_1 vérifient :

$$\begin{cases} dU_1 = -U_1 \\ dV_1 = -V_1 \end{cases}$$

soit :

$$\begin{cases} U_{1\alpha}\, d\alpha_1 + U_{1\gamma}\, d\gamma_1 = -U_1 \\ V_{1\alpha}\, d\alpha_1 + V_{1\gamma}\, d\gamma_1 = -V_1 \end{cases}$$

où $U_1 \ (V_1)_\alpha = \dfrac{\partial U\,(V)\,(\alpha_1, \gamma_1)}{\partial\alpha}$

D'où un meilleur centre α_2, γ_2. Et ainsi de suite en itérant. Les expressions de U_α, V_γ et $U_\gamma = V_\alpha$ sont :

$$U_\alpha = \frac{1}{n} \Sigma \left(\sqrt{(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2} \right) \Sigma \left(\frac{(Z_i - \gamma)^2}{[(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2]^{3/2}} \right)$$

$$+ \frac{1}{n} \left(\Sigma \frac{X_i - \alpha}{\sqrt{(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2}} \right)^2 - n$$

$$V_\gamma = \frac{1}{n} \Sigma \left(\sqrt{(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2} \right) \times \Sigma \left(\frac{(X_i - \alpha)^2}{[(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2]^{3/2}} \right)$$

$$+ \frac{1}{n} \left(\Sigma \frac{Z_i - \gamma}{\sqrt{(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2}} \right)^2 - n$$

$$U_\gamma = V_\alpha = \frac{1}{n} \Sigma \left(\frac{X_i - \alpha}{\sqrt{(X_i - \alpha)^2 + Z_i - \gamma)^2}} \right) \times \Sigma \left(\frac{Z_i - \gamma}{\sqrt{(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2}} \right)$$

$$- \frac{1}{n} \Sigma \left(\sqrt{(X_i - \alpha)^2 + Z_i - \gamma)^2} \right) \times \Sigma \left(\frac{(X_i - \alpha)(Z_i - \gamma)}{[(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2]^{3/2}} \right) - n$$

Enfin $d\alpha$ et $d\gamma$ ont pour expressions :

$$d\alpha = \frac{V V_\alpha - U V_\gamma}{U_\alpha V_\gamma - V_\alpha^2} \qquad d\gamma = \frac{U V_\alpha - V U_\alpha}{U_\alpha V_\gamma - V_\alpha^2}$$

Application

Nous avons pris sur chaque trace cinq points $M_2 \ldots M_5$. Le cercle C_1 était déterminé à partir des trois points M_1 M_3, M_5. Nous avons adopté pour U_α, V_γ et $U_\gamma = V_\alpha$ les expressions :

$$U'_\alpha = \Sigma \left(\frac{(Z_i - \gamma)^2}{(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2} \right) + \frac{1}{n} \left(\Sigma \frac{X_i - \alpha}{\sqrt{(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2}} \right)^2 - n$$

$$V'_\gamma = \Sigma \left(\frac{(X_i - \alpha)^2}{(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2} \right) + \frac{1}{n} \left(\Sigma \frac{Z_i - \gamma}{\sqrt{(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2}} \right)^2 - n$$

$$U'_\gamma = V'_\alpha = \frac{1}{n} \Sigma \left(\frac{X_i - \alpha}{\sqrt{(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2}} \right) \times \Sigma \left(\frac{Z_i - \gamma}{\sqrt{(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2}} \right)$$

$$- \Sigma \left(\frac{(X_i - \alpha)(Z_i - \gamma)}{(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2} \right)$$

Ce qui revient à faire l'approximation

$$R = \frac{1}{n} \Sigma \sqrt{(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2} \simeq \sqrt{(X_i - \alpha)^2 + (Z_i - \gamma)^2}$$ en cours de calcul.

En général, trois itérations étaient nécessaires pour obtenir une bonne convergence.

ANNEXE II

CALCUL DES ELEMENTS DE MATRICE DE TRANSITION M, POUR LES DESINTEGRATIONS LEPTONIQUES DE K°_{2}.

APPLICATION AU CALCUL DE LA PROBABILITE DE TRANSITION $\Gamma_{dw_\nu\, d(\cos\theta_\nu)}$

Nous avons admis une transition de la forme :

$$G/\sqrt{2}\; J_\alpha\, j^{+}_{\alpha}$$

où J_α est le courant ne conservant pas l'étrangeté et j_α le courant leptonique. Nous avons, de plus, fait l'hypothèse d'une interaction locale.

Dans ces conditions, les expressions de l'élément de matrice de transition sont (Réf. A II, 1) :

$$\begin{cases} G\sqrt{2}\;\varphi_K\,\varphi_\pi\,(f_1\,p_\alpha + f_2\,q_\alpha)\,(\overline{u_L}\;\gamma_\alpha\,u_\nu) & \text{Couplage V} \quad (1\,v) \\ G\;\varphi_K\,\varphi_\pi\;f_s\,(\overline{u_L}\;u_\nu) & \text{Couplage S} \quad (1\,s) \end{cases}$$

ou p et q sont les quadrivecteurs impulsion-énergie du K et du π respectivement et où f_1, f_2, et f_s sont supposés constants.

I - CAS DES DESINTEGRATIONS SELON LES MODES ELECTRONIQUES.

a) **Hypothèse d'un couplage vectoriel.**

1°) La conservation du quadrivecteur impulsion-énergie, $q = p - k_e - k_\nu$, et l'application de l'équation de Dirac aux leptons : $\not{k}\,u = m\,u$, nous donnent comme nouvelle expression de (1 v) :

$$G\sqrt{2}\;\varphi_K\;\varphi_\pi\,g\,p_\alpha\,(\overline{u}_e\;\gamma_\alpha\,u_\nu) \qquad (2_v)$$

Dans cette expression nous avons négligé la masse de l'électron et nous avons posé $2g = (f_1 + f_2)$.

Dans le système du centre de masse du K, (2 v) devient :

$$\sqrt{2}\,G\,g\;\varphi_K\,\varphi_\pi\,M_k\,(\overline{u}_e\;\gamma_0\;u_\nu)$$

Le carré du module de l'élément de matrice, $|M|^2$, est donc finale- proportionnel à

$$\Sigma\,|\,\bar{u}_e\;\gamma_0\;u_\nu\,|^2 = \text{Trace}\left[\gamma'_0\;\Lambda_+(k_e)\;\gamma_0\;\tilde{\Lambda}_+(k_\nu)\right] \quad (3\,v)$$

où la sommation Σ est relative aux états de spin.

Dans l'expression (3v) : $\gamma'_0 = \gamma_0\gamma_0^{+}\gamma_0 = \gamma_0$, $\Lambda_+(k_e) = (\not{k}_e + m_e)/2m_e$ (opérateur projetant sur l'état particule); on voit immédiatement que l'expression (3 v) est équivalente à :

$$\text{Trace } (\gamma_0 \not{k}_e \gamma_0 \not{k}_\nu)$$

ce qui entraîne finalement

$$|M|^2 \propto w_e w_\nu + \vec{p_e}\ \vec{p_\nu} \qquad (4\,v)$$

où p_e et p_ν sont les vecteurs impulsion à 3 composantes de l'électron et du neutrino et, w_e et w_ν, leurs énergies totales.

2° *Application au calcul de* $\Gamma\, dw_\nu\, d(\cos\theta_\nu)$.

Ce qu'il nous importe de connaître (voir chapitre V) est la probabilité de transition

$$\Gamma\, dw_\nu\, d(\cos\theta_\nu) \propto dw_\nu\, d(\cos\theta_\nu) \int dw_\pi\, dw_e\, |M|^2\, \delta(M_K - \Sigma\ w_i)$$

Nous devons donc exprimer $|M|^2$ en fonction de w_π et w_ν (ou w_e). Tenant compte des équations :

$$\begin{cases} p_\pi^{\,2} = p_e^{\,2} + p_\nu^{\,2} + 2\,\vec{p_e}\,\vec{p_\nu} \\ p_e = M_K - w_\pi - p_\nu \quad (M_e = M_\nu = 0) \end{cases}$$

nous obtenons :

$$|M|^2 \propto \left[2\,p_\nu (M_K - p_\nu) - \frac{M_K^2 + M_\pi^2}{2} + (M_K - 2p_\nu)\, w_\pi\right]$$

La probabilité de transition cherchée est donc:

$$\Gamma\, dw_\nu\, d(\cos\theta_\nu) \propto dw_\nu\, d(\cos\theta_\nu) \int_{w_{\pi\min}}^{w_{\pi\max}} \left[2\,p_\nu\,(M_K - p_\nu) - \frac{M_K^2 + M_\pi^2}{2} + (M_K - 2p_\nu)\, w_\pi\right] dw_\pi$$

soit :

$$\Gamma\, dw_\nu\, d(\cos\theta_\nu) \propto (w_{\pi\max} - w_{\pi\min}) \left[2p_\nu(M_K - p_\nu) - \frac{M_K^2 + M_\pi^2}{2} + (w_{\pi\max} + w_{\pi\min})\frac{M_K - 2p_\nu}{2}\right] dp_\nu\, d(\cos\theta_\nu)$$

b) **Hypothèse d'un couplage scalaire.**

1°) Dans ce cas l'expression (1 s) entraîne que le carré du module de l'élément de matrice $|M|^2$ est proportionnel à :

$$\Sigma\, |\bar{u}_e\, u_\nu|^2 = \text{Trace}\left[\Lambda_+ (\not{k}_e)\, \Lambda + (\not{k}_\nu)\right] \qquad (2_s)$$

où Λ_+ est défini comme précédemment.

L'expression (2_s) est équivalente à :

$$\text{Trace } (\not{k}_e\ \not{k}_\nu)$$

ce qui entraîne finalement :

$$|M|^2 \propto \left(w_e\, w_\nu - \vec{p_e}\ \vec{p_\nu}\right)$$

2º *Application au calcul de* $\Gamma\, dw_\nu\, d(\cos\theta_\nu)$.

Par un calcul analogue à celui effectuée dans le cas du couplage V, nous obtenons cette fois :

$$|M|^2 \propto \left[\frac{M_K^2 + M_\pi^2}{2} - M_K\, w_\pi \right]$$

La probabilité de transition cherchée est donc :

$$\Gamma\, dw_\nu\, d(\cos\theta_\nu) \propto dw_\nu\, d(\cos\theta_\nu) \int_{w_{\pi min}}^{w_{\pi max}} \left[\frac{M_K^2 + M_\pi^2}{2} - M_K\, w_\pi \right] dw_\pi$$

soit :

$$\Gamma\, dw_\nu\, d(\cos\theta_\nu) \propto (w_{\pi max} - w_{\pi min}) \left[(M_K^2 + M_\pi^2) - M_K\, (w_{\pi max} + w_{\pi min}) \right] dp_\nu\, d(\cos\theta_\nu)$$

Remarque :

Etant donné les hypothèses $M_e = M_\nu = o$, le spectre relatif au neutrino est identique à celui relatif à l'électron. Si on exprime explicitement $\Gamma\, dw_\nu$ en calculant $(w_{\pi max} \pm w_{\pi min})$, on obtient :

$$\Gamma\, dw_\nu \propto \begin{cases} \dfrac{p_\nu^2}{M_K^2} \dfrac{(M_K^2 - M_\pi^2 - 2\, M_K\, p_\nu)^2}{(M_K - 2\, p_\nu)} & \text{(Couplage V)} \\ \dfrac{p_\nu^2}{M_K} \dfrac{(M_K^2 - M_\pi^2 - 2 M_K\, p_\nu)^2}{(M_K - 2\, p_\nu)^2} & \text{(Couplage S)} \end{cases}$$

On constate que ces deux expressions coïncident avec celles calculées par Furuichi et al, pour l'électron (Réf. A II, 2).

II - CAS DES DESINTEGRATIONS SELON LES MODES MUONIQUES

a) Hypothèse d'un couplage vectoriel.

1º) L'expression (1 v) de l'élément de matrice devient, en tenant compte de la conservation du quadrivecteur impulsion-énergie et de l'équation de Dirac pour les leptons :

$$\sqrt{2}\, G\, \varphi_k\, \varphi_\pi \left[g M_K\, (\bar{u}_\mu\, \gamma_o\, u_\nu) - f\, M_\mu\, (\bar{u}_\mu\, u_\nu) \right] \quad (5\,v)$$

où $g = (f_1 + f_2)/2$ et $f = f_2/2$

La présence des 2 facteurs de forme f et g dans l'expression (5_v) vient du fait que, dans le cas des désintégrations muoniques, la masse du μ ne peut être négligée.

En posant $gM_K / fM_\mu = F$, l'expression (5_v) devient :

$$\sqrt{2}\, G\, f M_\mu\, \varphi_K\, \varphi_\pi (\bar{u}_\mu\, (F\gamma_0 - I)\, u_\nu)$$

Le calcul se poursuit alors comme pour les modes électroniques. Nous aurons dans ce cas :

$$|M|^2 \propto \Sigma\, |\bar{u}_\mu\, (F\gamma_0 - 1)\; u_\nu|^2 = \text{Trace}\left[\gamma_0 (F\gamma_0 - 1)\; \gamma_0\, \frac{\not{k}_\mu + M_\mu}{2 M_\mu} \times (F\gamma_0 - 1)\, \frac{\not{k}_\nu + M_\nu}{2 M_\nu} \right]$$

et, tous calculs faits : $(M_\nu = 0)$

$$|M|^2 \propto \left[(F^2 + 1)\, w_\mu\, w_\nu + (F^2 - 1)\; \vec{p}_\mu\, \vec{p}_\nu - 2 F M_\mu\, w_\nu \right]$$

2° Application au calcul de $\Gamma\, dw_\nu\, d(\cos\theta_\nu)$.

On exprime $|M|^2$ en fonction de w_π et w_ν (ou w_e), en utilisant les équations :

$$\begin{cases} p_\pi^2 = p_\mu^2 + p_\nu^2 + 2\vec{p}_\mu\, \vec{p}_\nu \\ w_\mu = M_K - w_\pi - p_\nu \quad (M_\nu = 0) \end{cases}$$

Ce qui donne finalement pour $|M|^2$:

$$|M|^2 \propto 2F^2\, p_\nu (M_K - p_\nu) - (F^2 - 1)\, \frac{M_K^2 + M_\pi^2 - M_\mu^2}{2} - 2 F M_\mu\, p_\nu + \left[F^2 (M_K - 2p_\nu) - M_K \right] w_\pi$$

Le coefficient $F = gM_K / fM_\mu$ n'est pas connu. Cependant si on admet l'universalité des interactions faibles, on peut supposer que le coefficient g est le même dans les désintégrations muoniques et électroniques. On peut alors calculer les probabilités totales de transition du $K_{\mu 3}$ et du Ke_3 et imposer à f et g les liaisons qui rendent égales ces deux probabilités puisque, expérimentalement ces deux probabilités sont approximativement égales : $w(Ke_3) \approx w(K\mu_3)$.

On trouve dans ces conditions (voir par exemple Réf. A II, 1) deux valeurs possibles du rapport f/g :

$$f/g \sim 4{,}5 \qquad\qquad f/g \sim -0{,}5$$

Nous utiliserons ces 2 valeurs et nous obtenons finalement comme expressions de $\Gamma\, dw_\nu\, d(\cos\theta_\nu)$ pour les modes muoniques :

$$(w_{\pi max} - w_{\pi min})\left[2p_\nu (M_K - M_\mu - p_\nu) - (w_{\pi max} + w_{\pi min})\, p_\nu\right] dp_\nu\, d(\cos\theta_\nu)$$

$$(w_{\pi max} - w_{\pi min})\left[2p_\nu (M_K - p_\nu) - \frac{M_K^2 + M_\pi^2 - M_\mu^2}{2} + 0{,}2\, M_\mu p_\nu \right.$$

$$\left. + \frac{M_K - 2p_\nu}{2}\,(w_{\pi max} + w_{\pi min})\right] dp_\nu\, d(\cos\theta_\nu)$$

b) **Hypothèse d'un couplage scalaire.**

1°) L'expression générale du carré du module de l'élément de matrice est identique à celle obtenue dans le cas des désintégrations selon les modes électroniques :

$$\Sigma\, |\bar{u}_\mu u_\nu|^2 = \text{Trace}\left[\Lambda_+ (\not{k}_\mu)\ \Lambda_+ (\not{k}_\nu)\right] = \text{Trace}\,(\not{k}_\mu\ \not{k}_\nu)$$

soit :

$$|M|^2 \propto \left(w_\mu\, w_\nu - \vec{p}_\mu\, \vec{p}_\nu\right)$$

2° Application au calcul de $\Gamma\, dw_\nu\, d(\cos\theta_\nu)$

Dans le cas des désintégrations muoniques, nous devons prendre en compte la masse du μ, ce qui entraîne pour l'expression de $|M|^2$:

$$|M|^2 \propto \left(M_k^2 + M_\pi^2 - M_\mu^2 - M_k\, w_\pi\right)$$

La probabilité de transition est donc :

$$\Gamma\, dw_\nu\, d(\cos\theta_\nu) \propto \left(w_{\pi max} - w_{\pi min}\right)\left[(M_K^2 + M_\pi^2 - M_\mu^2)\right.$$

$$\left. - M_K\,(w_{\pi max} + w_{\pi min})\right] dp_\nu\, d(\cos\theta_\nu)$$

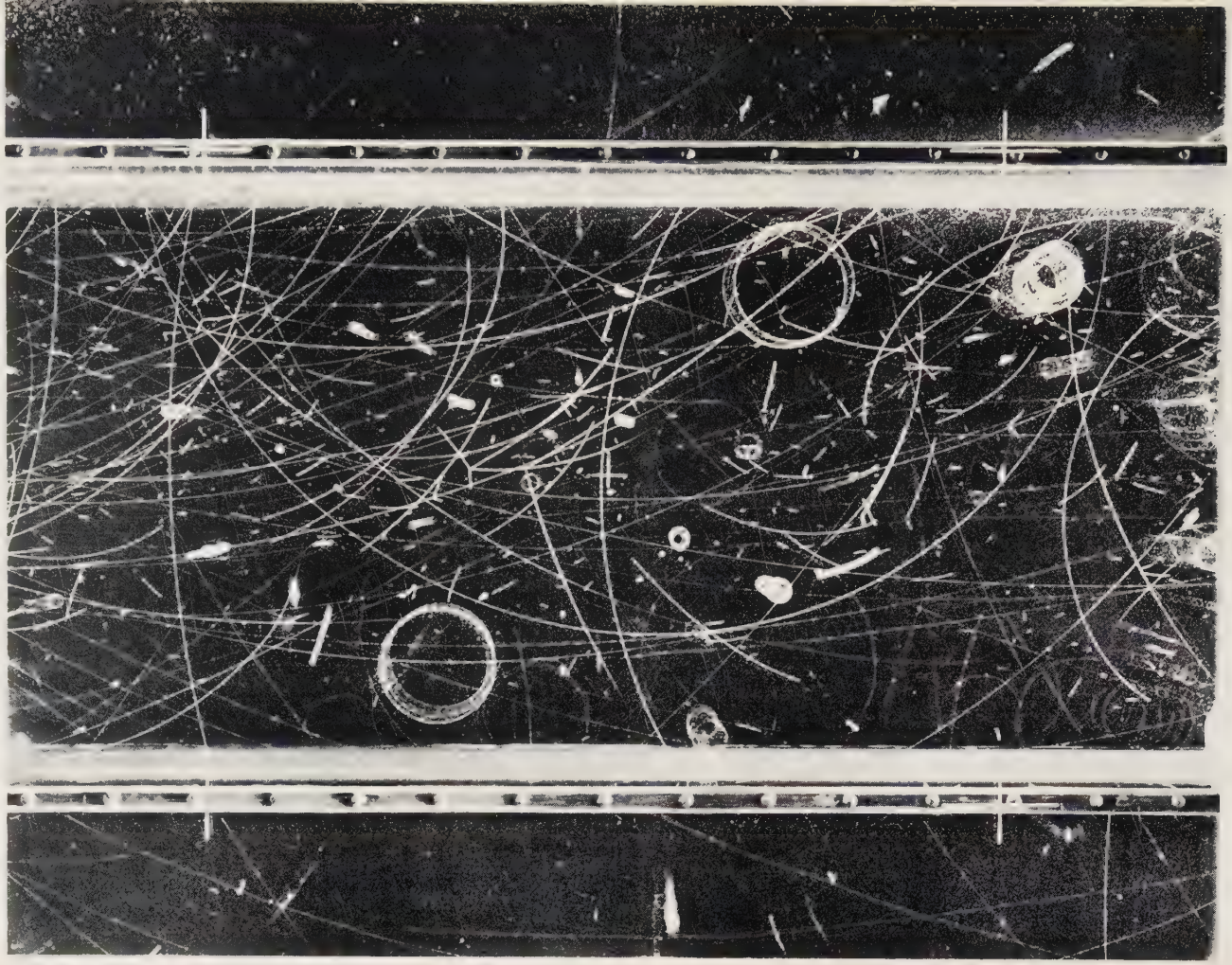
PHOTOGRAPHIES D'EVENEMENTS

1 - Photographie prise pendant la période d'ajustement de l'intensité du faisceau de protons :

Evènement identifié par l'étude de l'ionisation ($\bar{p} < 80$ Mev / c, $I/I_o \sim 1$) comme K^o_2 se désintégrant suivant le mode électronique: $K^o_2 \rightarrow \pi^+ e^- \nu$.

2 - Photographie prise en cours d'expérience -

Intensité admise : 4×10^9 protons frappant la cible par impulsion (en moyenne 1 K^o_2 pour 10 photographies).



REMERCIEMENTS

Que Monsieur L. Leprince-Ringuet veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde gratitude pour les conseils que j'ai reçus de lui et la bienveillance qu'il m'a témoignée en m'accueillant dans son laboratoire en tant que jeune physicienne. Je lui dois d'avoir découvert et aimé l'esprit de camaraderie qui y règne et qui a grandement contribué à mon orientation.

A Monsieur B. Grégory, qui a inspiré ce travail, vont mes remerciements très sincères. A lui, et à Monsieur A. Astier, je dois d'avoir été guidée et réconfortée bien souvent. Enfin je tiens à remercier Monsieur A. Lagarrigue des encouragements amicaux qu'il n'a cessé de me donner.

Il m'est une joie de remercier tout particulièrement M. A. Astier qui, jusqu'à l'ultime achèvement de ce travail, m'a prodigué ses conseils et son aide. S'il n'y avait là trop de prétention, j'aimerais lui offrir d'avoir acquis, auprès de lui, quelques unes des qualités dont il m'a fait bénéficier pendant nos heures de travail en commun.

Je remercie chaleureusement tous ceux qui ont travaillé à cette expérience depuis 1957 ainsi que M. Ch. D'Andlau qui conçut cette chambre pour l'installation du Pic du Midi. La réalisation de l'installation s'est faite sous la direction de MM. A. Astier et B. Grégory, grâce au travail acharné de MM. A. Bardin, G. Boulanger, J. Caillet, G. Chaussier, J. Goldberg, Ch. Grégory, C. Guille, J. Huc, A. Lloret et de mon mari J.P. Siaud.

Je tiens en particulier à remercier M. Ch. Grégory pour la ténacité et l'intelligence dont il a fait preuve dans la mise au point de l'installation.

Je tiens aussi à dire ici à mon mari, combien de joie j'ai eue à apprendre avec lui, et avec toute l'équipe, à réaliser et à faire marcher une expérience difficile.

La bonne marche de l'installation pendant la prise des photographies a été assurée en collaboration avec MM. R. Armenteros, A. Astier, A. Bardin, L. Blaskovich, J. Caillet, G. Chaussier, J.C. Cornic, Mlle M.M. de Courrèges, MM. B. Equer, J. Goldberg, B. Grégory, Ch. Grégory, J. Huc, A. Lloret, Mlle M.L. Migaux, MM. P. Rivet et J.F. Vernet.

Les différents systèmes de reprojection des photographies sont dus à MM. G. Chaussier, Ch. Grégory, J. Huc et J. Morinaud.

Les mesures des évènements ont été executées par MM. J. Blanco, C. Defoix et J.P. Fort.

La préparation des données pour le calculateur électronique que

l'Institut Henri Poincaré a bien voulu mettre à notre disposition, ainsi que les différents passages en machine des évènements, ont été assurés en collaboration avec MM. L. Blaskovich, J. Blanco, Mlle MM. de Courrèges, MM. J.P. Fort, J. Huc, A. Lloret et Ch. Plas.

Les différents programmes pour le calculateur Bull sont dus à MM. L. Blaskovich, B. Equer, P. Rivet et à Mme J.C. Vergès.

L'exploitation des résultats et des photographies a été faite en collaboration avec M. A. Astier, Mlle M.M. de Courrèges, MM. C. Defoix, J. Huc et A. Lloret.

A tous je présente mes remerciements les plus sincères ; qu'il me soit permis d'évoquer la bonne entente qui a toujours régné dans notre groupe et le dévouement spontané de chacun.

Je tiens à remercier mon mari qui, bien qu'ayant quitté notre groupe, a continué à s'intéresser à mon travail et à lui consacrer de longs moments.

Mes remerciements vont également à Mlle M. Blanco qui a tapé mon manuscrit et à Mlle A.M. Vanhove qui l'a ronéotypé. Elles l'on fait dans des conditions difficiles, mais sans jamais abandonner leur sourire ni leur gentillesse. Enfin, je remercie Mlle H. Noir qui a executé avec beaucoup de soin les figures et les formules du texte ronéotypé.

Je remercie vivement M.P. Joliclercq pour les excellents tirages qu'il a réussi à exécuter de nos photos.

Cette expérience a été rendue possible par le Commissariat à l'Energie Atomique qui nous a très aimablement accueillis auprès de l'accélérateur Saturne durant de longs mois. Que le personnel du SEFS et de la CEDAP veuille bien trouver ici l'expression de ma reconnaissance pour l'aide toujours amicale qu'il nous a prodiguée dans les difficiles problèmes d'implantation, de protection et de synchronisation avec Saturne.

Ce travail n'a pu également être effectué que grâce à l'attribution par le Centre National de la Recherche Scientifique, d'une allocation d'Attachée de recherche. Que le C.N.R.S. trouve ici l'expression de ma gratitude.

REFERENCES

INTRODUCTION

0-1 R. Armenteros
Thèse de doctorat - Paris 1957.

0-2 L.M. Lederman
Nevis Cyclotron Laboratory - Nº 64

0-3 Ch. D'Andlau, R. Armenteros, A. Astier, H.C. Destaebler, B.P. Gregory, L. Leprince-Ringuet, F. Muller, C. Peyrou, J.H. Tinlot.
Nuov. Cim. *4* 917 (1956).

0-4 M. Deutschmann, M. Cresti, WDB Greening, L. Guerriero, A. Loria, G. Zago.
Nuov. Cim. 3, 180, (1956).

0-5 R.H. Good, R.P. Matsen, F. Muller, O. Piccioni, W.M. Powell, H.S. White, W.B. Fowler, R.W. Birge.
Phys. Rev. *124*, 1223 (1961)

0-6 A. Pais, O. Piccioni.
Phys. Rev. *100* 1487 (1955)

0-7 D. Luers, I.S. Mittra, W.I. Willis, S.S. Yamamoto.
Phys. Rev. Lett. 7 255 (1961).

0-8 D.V. Neagu, E.O. Okonov, N.I. Petrov, A.M. Rozanova, V.A. Rusakov.
D. 643 (1961)

CHAPITRE I.

I-1 Atkinson, Perez Mendez, Wallace
Travail rapporté par O. Piccioni à l'Annual International Conference on High Energy Physics de Genève - page 69 (1958)

I-2 M.M. Block, E.M. Harth, R.M. Sternheimer
Phys. Rev. *100* 324 (1955)

I-3 P. Baumel, G. Harris, J. Orear, S. Taylor
Phys. Rev. *108* 1322 (1957)

CHAPITRE II.

II-01 G.A. Smith, H. Courant, E.C. Fowler, H. Kraybill, J. Sandweiss, H. Taft,
Phys. Rev. *123* 2160 (1961)

II-02 R.M. Sternheimer
Brookhaven National Laboratory - Internal Report. BMS 76 (1958)

II-03 B. Rossi
High Energy Particles - Prentice Hall (New York) - page 344.

II-04 U.C.R.L. - 5573 Physics - UC 34 Tid 4500 University of California.

II-05 W.A. Wallenmeyer
Brookhaven National Laboratory.
"Mesons production in n-p collisions at Cosmotron energies"

II-06 M.M. Block, E.M. Harth, W.B. Fowler, R.P. Shutt, A.M. Thorndike and W.L. Whitemore, V.T. Cocconi, E. Hart, E.C. Fowler J.P. Garrison and T.W. Morris.
C.E.R.N. Symposium 1956 - II - 36

II-07 E.C. Fowler, W.B. Fowler, R.P. Shutt, A.M. Thorndike, W.L. Whitemore.
Phys. Rev. *91* 135 (1953)

II-08 H. Byfield, J. Kessler, L.M. Lederman
Phys. Rev. *86* 17 (1952)

II-09 P.T. Mc Cormick, D.G. Keiffer, G. Parzen
Phys. Rev. *103* 29 (1956)

II-10 C. Peyrou
6ème Conférence de Rochester (1956) VI - 37 -

II-11 Batson et al
Dowel et al
Travail rapporté par O. Piccioni à l'Annual International
Conference on high Energy Physics de Genève - page 71 (1958)

II-12 C. Richman and H.A. Wilcox
Phys. Rev. *78* 496 (1950)

II-13 Voir référence (0,5).

CHAPITRE III

III-1 R. Armenteros
Thése de Doctorat Paris (1957)
A. Astier
Thèse de Doctorat Paris (1960)

III-2 B. Rossi
High Energy Particles. Prentice Hall (New York) Page 72

III-3 Ch. D'Andlau.
Nuov. Cim. *12* 859 (1954)

III-4 R. Armenteros, B. Gregory, A. Hendel, A. Lagarrigue, L. Leprince-Ringuet. F. Muller, C. Peyrou.
Nuov. Cim. *1* 915 (1955)

CHAPITRE V

V-1 M. Baldo-Ceolin, A. Bonetti, W.D.B. Greening, S. Limentan, M. Merlin, G. Vanderhaeghe.
Nuov. Cim. 6 84 (1957)

V-2 S. Mc Kenna, S. Natali, M. O'Connel, J. Tietje, N.C. Varshneja.
Nuov. Cim. *10* 763 (1958)

V-3 M. Ferro-Luzzi, D.H. Miller, J.J. Murray, A.H. Rosenfeld, R.D. Triff.
Nuov. Cim. *22* 1087 (1961)

V-4 A. Pais, S.B. Treiman
Phys. Rev. *105* 1616 (1957)

V-5 J.R. Brown, J.A. Kadyk, G.H. Trilling, R.T. Van de Walle, B.P. Roe, D. Sinclair.
Phys. Rev. Lett. 7 423 (1961).

V-6 D. Luers, I.S. Mittra, W.T. Willis, S.S. Yamamoto.
Phys. Rev. Lett. 7 255 (1961)

CHAPITRE VI

VI-1 S. Furuichi, T. Kodama, S. Ogawa, Y. Sugahara, A. Wakasa, M. Yonesawa
Progr. Theor. Phys. *17* 89 (1957)

CHAPITRE VII

VII-1 B. D'Espagnat.
"Strange Particles Physics" - CERN 59-35 (1959)

VII-2 P. Musset
Thèse de Doctorat Paris 1960

VII-3 S. Okubo, R.E. Marshak, E. Sudarshan, W.B. Teutsch and S. Weinberg
Phys. Rev. *112* 665 (1958)

VII-4 R.E. Behrends, A. Sirlin
Phys. Rev. *121* 324 (1961)

VII-5 Voir Ref. (V, 1)

VII-6 Voir Ref. (V, 2)

VII-7 Voir Ref. (V, 3)

VII-8 M. Gell-Mann, A.H. Rosenfeld
Annal Review of Nuclear Science - vol 7 (1957)

VII-9 Seminaire de M. Banner
Conferences sur la physique des particles étranges - 1958 - 1959 - Saclay

VII-10 S. Okubo, R.E. Marshak and E.C.G. Sudarshan
Phys. Rev. Lett. *2* 12 (1959)

VII-11 R.W. Birge, D.H. Perkins, J.R. Peterson, D.H. Stork, M.N. Whitehead.
Nuov. Cim. *4* 834 (1956)

VII-12 G. Alexander, R.H.W. Johnston, C.O'Ceallaigh
Nuov. Cim. 6 478 (1957)

VII-13 B.P. Roe, D. Sinclair, J.L. Brown, D.A. Glaser, J.A. Kadyk, G.H. Trilling
Phys. Rev. Lett. 7 346 (1961).

VII-14 M. Bardon, M. Fuchs, K. Lande, L.M. Lederman, W. Chinowski, J. Tinlot.
Phys. Rev. *110* 780 (1958)

ANNEXE II

A II, 1 L. Okun'
Annual Review of Nuclear Science - Vol 9 (1959)

A II, 2 Voir Ref. (VI, 1).

SOMMAIRE

Pages

INTRODUCTION . . 3

CHAPITRE I - Description de l'installation et marche de l'expérience -

1 - Implantation générale de l'expérience - le faisceau 9
2 - La Chambre - 14
3 - Le déclenchement et la synchronisation avec Saturne - 19

CHAPITRE II - Dépouillement et choix des évènements dits K^0_2

1 - Dépouillement - 25
2 - Elimination des évènements autres que K^0_2 29
3 - Evènements K^0_2 retenus pour l'analyse dynamique - 36
4 - Limite supérieure de la proportion du mode $\pi^+ \pi^-$ pour les K^0_2 37

CHAPITRE III - Etude Cinématique des évènements et informations complémentaires -

1 - Etude cinématique - 39
2 - Etude de l'ionisation - 42
3 - Etude des traversées d'écrans - 44
4 - Autres informations - Photographie : $K^0_2 \to \pi^+ + \pi^- + [\pi^0 \to e^+ + e^- + \gamma)$ 46

CHAPITRE IV - Analyse dynamique des évènements

1 - Choix du système S' - Condition dynamique - 49
2 - Séparation en modes leptoniques et non leptoniques - (Première approximation) - 53
3 - Informations complémentaires - 59

CHAPITRE V - Etude de la proportion relative des désintégrations leptoniques et non leptoniques -

1 - Distribution théorique des T' - 61
2 - Etude de la proportion relative des désintégrations leptoniques et non leptoniques - 72

CHAPITRE VI - Etude du lot d'évènements supposés $K^0_2 \to \pi^\pm \mu(e)^\mp \nu$

1 - Identification des modes électroniques par l'analyse dynamique - 85
2 - Identification d'électrons par l'étude de l'ionisation 86

CHAPITRE VII - Tests des règles de sélection $|\Delta \vec{I}| = 1/2$ et $\Delta S/\Delta Q = +1$

1 - Règles de sélection concernant la variation du spin isotopique - 91

2 - Tests des règles de sélection $|\Delta \vec{I}| = 1/2$ et $\Delta S/\Delta Q = +1$ 93

CONCLUSIONS GENERALES - 99

ANNEXE I - Calcul du rayon de courbure par méthode directe de moindres carrés sur le cercle - 103

ANNEXE II - Calcul des éléments de matrice de transition M, pour les désintégrations leptoniques des K^0_2 - 107

PHOTOGRAPHIES D'EVENEMENTS - 113

REMERCIEMENTS -

REFERENCES -

DEUXIEME THESE

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

"Tentatives de détermination expérimentale de la parité relative $\Lambda\ \Sigma$ et $\overline{K}\ \Sigma N$"

Vu et approuvé :

Paris le mois de Septembre 1962

Le Doyen de la Faculté des Sciences

Marc ZAMANSKY

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris

Jean ROCHE

SAMACETA - 92, RUE DE RICHELIEU - PARIS